

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID
FACULTAD DE CIENCIAS QUÍMICAS



TESIS DOCTORAL

**Estudio radioquímico de la fisión de bismuto con protones de
energía elevada**

MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR

PRESENTADA POR

Luis Gutiérrez Jodra

Madrid

© **Luis Gutiérrez Jodra, 1953**

UNIVERSIDAD DE MADRID

DOCTORADO EN CIENCIAS QUIMICAS

TESIS

ESTUDIO RADIOQUIMICO DE LA FISION DE BISMUTO
CON PROTONES DE ENERGIA ELEVADA

Luis Gutiérrez Jodra

Abril 1953

Gutiérrez Jodra Luis



T1

544

GUT

T1
544
GUT

UNIVERSIDAD DE MADRID
DOCTORADO EN CIENCIAS QUÍMICAS



UNIVERSIDAD COMPLUTENSE



5322355473

616399328

35009901

TESIS
ESTUDIO RADIOQUÍMICO DE LA FISSION DE HIDRÓGENO
CON PROTONES DE ENERGÍA ELEVADA

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE - MADRID
Facultad de Ciencias Químicas
BIBLIOTECA
Nº Registro30.220....

LUIS GUTIERREZ JODRA

ABRIL 1953

Este trabajo ha sido realizado en el Instituto de Estudios Nucleares de la Universidad de Chicago.

Debo hacer constar mi más sincero reconocimiento al Director de dicho Centro Prof. Samuel K. Allison y al Prof. Nathan Sargant, Jefe de la Sección de Radioquímica, por las facilidades puestas a mi disposición.

He de agradecer asimismo la ayuda de la Junta de Energía Nuclear, bajo cuyos auspicios se ha llevado a cabo este trabajo, así como la beca concedida por la Dirección General de Relaciones Culturales del Ministerio de Asuntos Exteriores.

Finalmente, mi gratitud al Prof. Dr. D. Antonio Rius Miró que se ha dignado apadrinar la presente tesis.

Madrid, 20 de abril de 1953.

Blanca López

INDICE GENERAL

I. Introducción.

Fisión.- Generalidades.- Fuerzas nucleares.- Hipótesis del núcleo compuesto.- Curvas de excitación.- Teoría de la gota líquida.- Asimetría de la fisión del Uranio.- Umbral de fisión.- Variación de la fisión con la energía de la partícula incidente.

II. Fisión del Bismuto.

Experiencias iniciales con neutrones.- Fisión con partículas cargadas y radiaciones.- Fisión con partículas cargadas de energía elevada.- Diferencias con la fisión del Uranio con neutrones térmicos.- Experiencias de Goeckermann y Perlman.- Teoría de Serber acerca de las reacciones nucleares con partículas de energía elevada.

III. Parte experimental.

Preparación de muestras y reactivos.- Realización de los bombardeos.- Separaciones radioquímicas: Cobre, Arsénico, Bromo, Rubidio, Zirconio, Niobio, Euterio, Pa-

Radio, Plata, Indio, Estaño, Teluro, Iodo y Cesio.- Contador utilizado.- Identificación de los isótopos.- Correcciones de las actividades.-

IV.- Cálculos.

Actividades inicial y de saturación.- Patrones utilizados.- Secciones eficaces.- Diversos métodos de cálculo.- Correcciones por crecimiento de núcleos hijos.- Cálculo de actividades a partir de las curvas de absorción.- Cálculo de rendimientos.

V. Resultados experimentales.

Isótopos encontrados: vidas medias y energía de las radiaciones emitidas.- Curvas de excitación de los isótopos.- Límites de error.- Discusión.- Variación con la energía de las relaciones entre los isótopos de un mismo elemento.- Discusión.- Curvas secciones eficaces, número másico.- Discusión.- Sección eficaz total de fisión del Bi^{209} .- Variación de las características de la fisión de Bi^{209} con la energía de los protones incidentes.- Curvas rendimiento-energía.- Curvas rendimiento-número másico.- Discusión.- Distribución de carga en la fisión.- Rendimientos individuales.- Isótopos protegidos.- Comprobación de la hipótesis de distribución uniforme de carga.- Discusión.

VI. Resumen general y conclusiones.

VII. Bibliografía.

I. INTRODUCCION

El término fisión o escisión se aplica comunmente a aquel fenómeno en que un núcleo atómico se divide en dos partes de tamaño semejante. Esta definición no es demasiado rígida y a veces se habla de fisión triple o cuádruple cuando el núcleo original se escinde en tres o cuatro partes.

Aunque se ha indicado la existencia espontánea de la fisión en el Uranio natural, la fisión fué descubierta y estudiada a partir de los experimentos de Fermi y colaboradores con neutrones lentos y fué por primera vez comprobada por Hahn y Strassmann por vía radioquímica, estudiando los productos obtenidos en la interacción de neutrones con Uranio. Mas tarde este fenómeno ha sido comprobado en otros elementos pesados cuando son bombardeados con diferentes partículas: fotones, electrones, neutrones, protones, deuterones y partículas alfa.

En cualquiera de estas interacciones es esencial un conocimiento de las fuerzas que mantienen los núcleos unidos y aunque este conocimiento es en la actualidad bastante deficiente existen relaciones experimentales mediante las cuales se pueden predecir en ocasiones el tipo de fenómeno a realizarse. Una de ellas es la que da la energía de enlace por partícula E/A en función de la llamada fracción de

empaquetamiento (packing fracción), $f = \frac{M - A}{A}$

$$\frac{E}{A} = \left[f_p \left(\frac{Z}{A} \right) + f_n \left(\frac{A - Z}{A} \right) - f \right] c^2 \quad (1.1)$$

en que M es la masa atómica del núcleo en cuestión, A el número másico, Z el número atómico y f_p , f_n y f las fracciones de empaquetamiento del protón, neutrón y núcleo considerado. Otra relación semiempírica relacionada con la anterior es la fórmula que da la masa atómica en función de Z y de A . Una de las más precisas, es de Metrópolis (1) que viene expresada por

$$M = 1.014,64 A + 14 A^{2/3} + 41.905 \frac{(Z - Z_A)^2}{Z_A} - 41.905 Z_A + \delta \quad (1.2)$$

en que $Z_A = \frac{66,7 A}{A^{2/3} + 132}$ y δ vale 0 para A impar y

$-\frac{36}{A^{3/4}}$ o $+\frac{36}{A^{3/4}}$ según que Z sea par o impar, respectivamente, siendo A par. M viene expresada en milésimas de unidad másica.

Cuando una partícula choca contra un núcleo pueden tener lugar diferentes reacciones que dependen de las características de ambos. En primer lugar es necesario considerar si la partícula está o no cargada. De ello depende el que la partícula tenga o no que vencer la barrera coulombiana que tiende a repeler las partículas cargadas. Otro factor a con-

siderar son las masas respectivas del núcleo que sirve de blanco y el proyectil. En la fisión la masa de la partícula es muy pequeña en comparación con la del núcleo y por ello este factor tiene menos importancia. El tercero y quizás más importante factor es la energía de la partícula.

de un Cuando la energía de ésta es del mismo orden o menor que la de interacción entre los nucleones del núcleo es preciso considerar una interacción entre el proyectil y todas las partículas que componen el núcleo. Si dicha energía es mayor la interacción solo se realiza con una o un grupo muy reducido de las que lo integran.

En el primer caso se utiliza corrientemente la hipótesis del núcleo compuesto, es decir, que la partícula se adiciona al núcleo y forma una estructura que tiene una vida suficientemente larga para que la energía de la partícula se distribuya por igual entre todos los nucleones y para que, por tanto, dicha partícula pierda su identidad y se confunda con las demás del núcleo.

La energía de excitación que ahora posee el núcleo hace que éste tienda a pasar a una configuración más estable, lo que puede hacerse emitiendo una o varias partículas, uno o varios fotones o escindiéndose (fisión). La forma en que esto se realiza depende solamente de la probabilidad del proceso y no del camino que se siguió para obtener el núcleo

compuesto, si bien para energías próximas a las que comienza la interacción nucleón - nucleón parece ser que esta idea no es del todo exacta. De todas formas, para energías bajas esta hipótesis es extraordinariamente útil.

La probabilidad de que una reacción se produzca se mide usualmente por su sección eficaz, que da el área de un círculo imaginario con centro en el núcleo, de modo que cuando una partícula pasa a través de él tiene lugar la reacción. El valor de esta sección eficaz depende en términos generales de la reacción de que se trate y de la energía de la partícula.

A toda reacción nuclear se le aplican las leyes relativísticas de conservación de la energía total y de la cantidad de movimiento. Por medio de la primera de ellas, se llega al conocimiento del balance energético de la reacción o como se acostumbra a expresar, de la Q de la reacción.

Para reacciones endoérgicas el proyectil debe tener una cierta energía mínima por debajo de la cual la reacción no se produce. Esta energía define el umbral de la reacción. Por el contrario y no considerando las posibles barreras de potencial las reacciones exoérgicas no muestran efectos de este tipo.

Es de interés corrientemente conocer la variación de la sección eficaz de una reacción con la energía de la partícula.

El gráfico correspondiente a esta relación recibe el nombre de curva de excitación.

La curva que da la energía de enlace por partícula en función del número másico presenta un máximo para valores de A comprendidos entre 50 y 70. Esto indica que, a causa de la mayor repulsión coulombiana, los núcleos de elementos pesados tienen una menor energía de enlace por partícula que los de elementos de tipo medio y que, por tanto, es posible energéticamente para los núcleos de $A > 100$ transformarse en núcleos de tamaño medio por fisión. Sin embargo esto no ocurre espontáneamente lo que indica que otros factores intervienen en el proceso.

Estudienmos el caso más sencillo de fisión de un núcleo de número másico A y número atómico Z en dos fragmentos iguales. Evidentemente, la energía desprendida en el proceso vendrá dada por

$$E_f = [M_{A,Z} - 2 M_{A/2, Z/2}] c^2 \quad (1.3)$$

que puede ser calculada a partir de la ecuación (1.2).

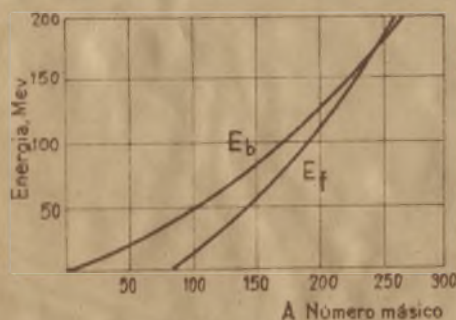


Fig. 1.1

En la figura (1.1) se representan valores de E_f obtenidos a partir de núcleos estables frente al número másico A . Puede verse que a partir

de $A \approx 85$ la energía desprendida es positiva y aumenta después con A .

El hecho de que la fisión espontánea se realice solamente en núcleos de A muy elevada y no en los elementos de A entre 85 y aprox. 235, indica la existencia de una energía de activación para la reacción o en otras palabras, la existencia de una barrera de potencial suficientemente alta para impedir el transcurso de la reacción.

Para tener idea de cómo esta barrera actúa, estudiaremos la variación de la energía potencial de dos fragmentos iguales con la distancia entre ellos. Para $r \rightarrow \infty$, la energía E se considera cero; a medida que r va disminuyendo, E aumenta proporcionalmente a $\frac{1}{r}$ según la ley de Coulomb. hasta que cuando r sea igual al diámetro de los fragmentos ya no actuarán solamente las fuerzas de tipo coulombiano. Desde esta distancia hasta que los fragmentos se convierten en el núcleo original son posibles diversos caminos que dependen solo del núcleo considerado.

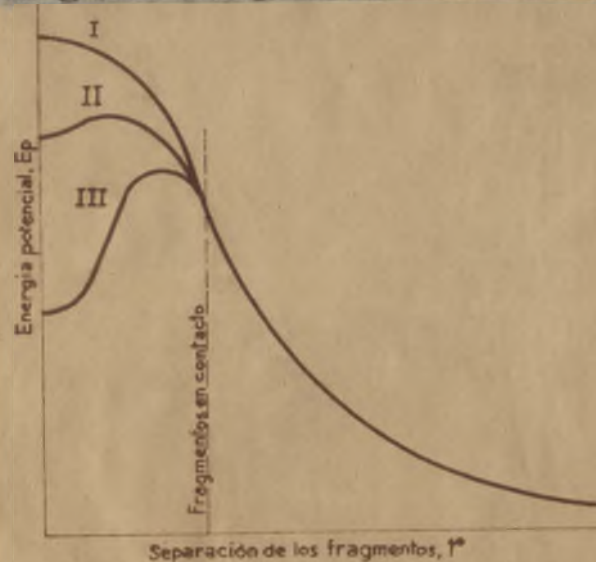


Fig. 1-2

En la figura 1.2 se representan tres posibilidades. La curva I corresponde a núcleos que se escinden espontáneamente. La curva II a aquellos en que

la diferencia entre la energía de activación y la producida en la fisión es relativamente pequeña y que por tanto poseen una cierta probabilidad de vencerla. Y la curva III la de aquellos núcleos de A entre 85 y 235. Para $A = 85$, cómo es lógico, el final de la curva sería el origen de coordenados.

La altura de la barrera E_b , para cada elemento considerado ha sido representada en la fig. 1.1, habiendo sido calculada a partir de la teoría de Bohr y Wheeler que será tratada después. Por consiguiente, en la fig. 1.1 la diferencia entre E_b y E_f nos da la energía de activación para el caso de la fisión simétrica.

Las reacciones nucleares más estudiadas hasta ahora han sido aquellas en que la partícula proyectil tiene una energía relativamente baja, y en ellos se sigue adoptando el punto de vista de Bohr (2), de analogía del núcleo con una gota de líquido. Algunos puntos de semejanza son que en ambos las fuerzas de interacción son saturadas y de pequeño alcance, que la agitación térmica de las moléculas del líquido corresponde a la energía cinética de los nucleones, que la evaporación en la gota equivale a la pérdida de nucleones en las reacciones y que en ambos se presentan efectos de tensión superficial.

Basándose en este modelo nuclear Bohr y Wheeler e independientemente Frenkel (3) elaboraron una teoría para explicar el proceso de la fisión, mediante la cual es posible

calcular la energía de activación necesaria para la fisión simétrica. Para ello, del mismo modo que la gota de un líquido puede ser escindida sometiéndola a vibraciones mecánicas de amplitud suficiente, se supone que la energía de excitación proporcionada por la partícula absorbida es capaz de inducir un movimiento del núcleo que puede llegar a escindirlo si la energía es suficientemente elevada.

Cuando las oscilaciones provocadas por la energía de la partícula absorbida no son suficientes para llegar a la fisión, el único resultado es un aumento de la energía del núcleo, que tiende a recuperar su primitiva forma esférica. Al aumentar la amplitud de las vibraciones por un aumento en la energía de la partícula, si se produce la fisión, quiere decir que la energía del núcleo ha pasado por un máximo o lo que es lo mismo, que se ha vencido la barrera de potencial. Como pueden existir diversos tipos de oscilaciones, éste máximo tendrá distinto valor según el tipo de vibración, siendo el valor mínimo el que se toma como altura de la barrera de potencial. La forma del núcleo correspondiente a este valor mínimo recibe el nombre de crítica.

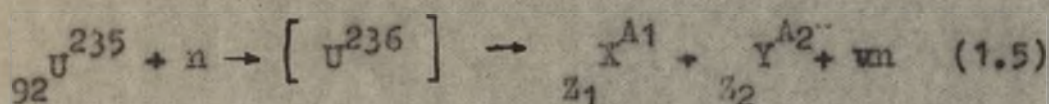
Bohr y Wheeler, considerando solo pequeñas separaciones de la forma esférica llegan a dar una relación límite entre Z y A cuando la forma crítica del núcleo es una esfera. Esta relación es

$$\left(\frac{Z^2}{A}\right)_{\text{lim}} = 45 \quad (1.4)$$

lo que indica que cualquier núcleo con un valor de (Z^2/A) , llamado corrientemente parámetro de fisibilidad, mayor que 45 se escindirá espontáneamente.

Si bien la fisión puede ser producida con diferentes partículas, la que reúne mejores condiciones para ello es el neutrón que por carecer de carga no necesita vencer la barrera de potencial que se opone al paso de las partículas cargadas. Tanto desde el punto de vista histórico como de su importancia, la fisión del Uranio ha sido la mejor estudiada y sobre la que se han basado las teorías presentes sobre fisión.

De una manera esquemática, incluyendo la formación del núcleo compuesto, la fisión del U^{235} , puede ser representada de la forma siguiente:



en que debe verificarse que $Z_1 + Z_2 = 92$ y $A_1 + A_2 + \nu n = 236$. La gran información acumulada por el Plutonium Project, en su mayoría de origen radioquímico, permite conocer bastante bien la distribución de los fragmentos obtenidos en dicha fisión. La curva rendimiento - número másico para el U^{235} (4), está dada en la fig. 1.3.

Es notable que la fisión simétrica tiene un rendimiento extraordinariamente bajo y que la fisión asimétrica dando

fragmentos con números másicos 96 y 140 sea, con mucho, la más favorecida. La explicación de esta aparente anomalía dista aún de ser satisfactoria.

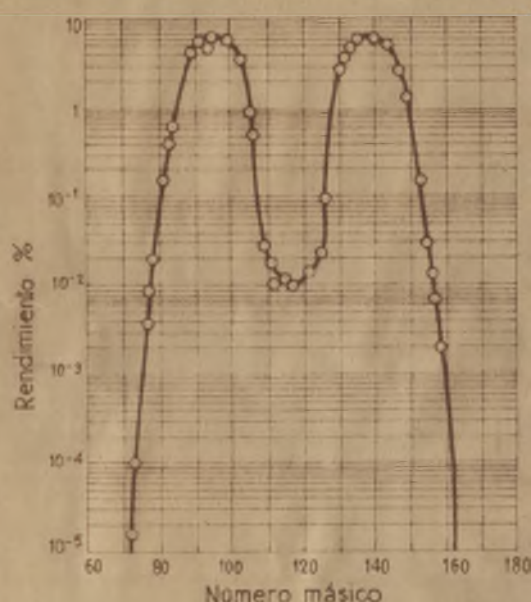


Fig. 1.3

DISTRIBUCIÓN EN LA FISION DE
 U^{235} CON NEUTRONES TÉRMICOS

La relación $A-Z/Z$, a causa de la necesidad de compensar la repulsión coulombiana entre los protones, aumenta con el número másico y de aquí que cuando un núcleo pesado se escinde, los fragmentos tienen un número de neutrones mucho mayor que los isótopos correspondientes estables, con lo cual ambos fragmentos

llegan a la estabilidad por sucesivas desintegraciones β^- .

Otra característica importante es la emisión de neutrones por parte de algunos de los isótopos radioactivos. Además de los neutrones obtenidos producidos inmediatamente después del proceso de fisión (del orden de 10^{-12} seg. probablemente), llamados, neutrones instantáneos existe otro tipo de neutrones, neutrones retardados, que son emitidos por algunos fragmentos con vidas medias del orden de segundos. (5)

La gran cantidad de energía producida en la fisión se obtiene, de una parte, en el mismo proceso, como energía cinética de los fragmentos y, de otra, más tarde, como resultado de la desintegración de los isótopos inestables en su marcha hacia la estabilidad.

Un valor aproximado de esta energía puede ser obtenido a partir de las energías de enlace por partícula del núcleo original y de los fragmentos obtenidos. Las energías de enlace para los elementos con números másicos 236, 96 y 140 son, respectivamente, 7,6, 8,5 y 8,4 mev. La energía total desprendida, será:

$$E_D = 96 \times 8,5 + 140 \times 8,4 - 236 \times 7,6 \approx 200 \text{ mev} \quad (1.5)$$

de la cual aproximadamente el 85% aparece como energía cinética de los fragmentos.

La aritmética de la fisión en el Uranio aparece confirmada por los estudios hechos determinando simultáneamente la energía y la masa de los fragmentos de la fisión (6) utilizando cámaras de ionización y estudiando la distribución de los impulsos obtenidos. Determinaciones calorimétricas de la energía desprendida dan un valor algo inferior al obtenido según (1.5), 177 mev, pero es preciso considerar que en dichas determinaciones no se tiene en cuenta la que arrastran los neutrones y rayos γ producidos.

En el caso del Uranio la curva rendimiento - número másico ha sido determinada para los isótopos 233, 235 y 238.

Las curvas mejor obtenidas son, para los dos primeros, aquellas en que las partículas incidentes son neutrones térmicos. En todas ellas se puede apreciar la antes mencionada asimetría de la fisión. Sin embargo, al aumentar la energía de las partículas incidentes, bien sean neutrones o partículas cargadas, el valle central entre los dos máximos asciende, hasta que llega a tener valores comparables con los de los máximos.

Así, las determinaciones de Friland (7) acerca de la distribución de los fragmentos en la fisión de U^{235} con neutrones de 2,5 y 14 Mev muestran los dos máximos típicos, si bien en el caso de los neutrones de 14 Mev la diferencia entre los rendimientos de los máximos y el mínimo central es bastante menor. Igualmente sucede con neutrones de 45 y 90 Mev (8). Cuando se bombardea U^{238} y U^{235} con neutrones de 45 Mev, aún es posible apreciar el doble máximo de la curva mientras que con 90 Mev un solo máximo aparece.

Debe hacerse notar también, que, recientemente, por medio de investigaciones espectrométricas (9), ha sido posible descubrir una discontinuidad en la curva de distribución de los fragmentos de fisión del Uranio. En los números mágicos 100 y 133 el rendimiento es mayor que el presentado por la curva continua, apareciendo dos pequeñas crestas simétricas más altas que los máximos antes considerados.

Si se trata de partículas cargadas al fenómeno parece ser el mismo, si bien la barrera potencial hace que la fi-

sión no se produzca tan fácilmente como con los neutrones. O'Connor y Seaborg (10) han investigado la distribución de los fragmentos al bombardear Uranio Natural con partículas α de 380 Mev. y han encontrado junto a la fisión simétrica lo que se conoce como "Spallation", es decir, fragmentos de tamaño comprendidos entre el del núcleo inicial y el de los fragmentos más pesados producidos en la fisión.

En el caso del Th^{232} Turkevich y Niday (11) han encontrado que con neutrones de la pila, de una energía media de 2,6 Mev, la distribución es análoga al de U^{235} con neutrones térmicos y muy semejante a la del Pu^{239} . Con partículas α de 37,5 Mev, Newton (12) halla una distribución en que el valle intermedio entre los dos máximos está casi a la misma altura que estos.

Todo ello demuestra que a bajas energías de la partícula incidente, la distribución más favorecida es la asimétrica, pasando, gradualmente, al aumentar la energía, hasta la fisión simétrica.

II. FISION DEL BISMUTO

Los primeros trabajos en que se estudió la fisión del bismuto fueron realizados principalmente con neutrones de diverso origen.

Así, Borst y Floyd (13) estudiaron la fisiónabilidad de Plomo, Bismuto y Polonio con neutrones térmicos, siendo que resultados negativos ya que ni Th^{230} , ni U^{238} se escinden con dicho tipo de neutrones.

Roberts, Meyer y Hofstad (14), empleando los neutrones procedentes de la reacción $\text{Li}^7 (\alpha, n) \text{Be}^8$ no pudieron encontrar fisión en el Bismuto con un rendimiento mayor que 0,001 del efecto correspondiente en el Uranio. Sin embargo, este límite superior no está bien definido ya que los neutrones utilizados eran una mezcla de los neutrones rápidos producidos directamente en la reacción y de neutrones lentos frenados por parafina.

Utilizando también la misma fuente de neutrones, Broda y Wriehl (15), llegaron, aunque en su opinión solo muy aproximadamente, a establecer un valor para la relación entre las secciones eficaces del Bismuto y del U^{238} . Este Valor es

$$\frac{(\text{Bi})}{(\text{U}^{238})} \leq 7,10^{-5}. \text{ Sin embargo, el método utilizado}$$

contiene algunos aspectos no del todo satisfactorios. Se sigue manteniendo lo que antes se hizo notar acerca del espectro de los neutrones utilizados y, de otra parte el método empleado se basa en extraer el Iodo radioactivo procedente de la fisión del Bismuto y utilizar este valor para calcular el número de escisiones producido, lo que implica suponer que en la fisión del Bismuto el Iodo se produce con un rendimiento análogo al obtenido en la del Uranio. La incertidumbre en cuanto a la energía de los neutrones utilizados aumenta cuando se considera que la masa de Bismuto empleada es muy grande (4,5 kg) y que por tanto, la dispersión de los neutrones en ella ha de ser considerable. Otros experimentos para determinar el límite superior de la sección eficaz de fisión en el Bismuto, fueron realizados por Broda (16) utilizando la misma fuente de neutrones, pero empleando emulsiones fotográficas. Su resultado es el siguiente:

$$\frac{\sigma(\text{Bi})}{\sigma(\text{U}^{238})} \leq 5,5 \cdot 10^{-4}$$

y el método, aunque elimina las dificultades de tipo químico de un trabajo previo, conserva la incertidumbre en cuanto a la energía de los neutrones.

Phillips, Rosen y Taschek (17) han estudiado también el límite superior de la sección eficaz de fisión del Bismuto empleando el método de las emulsiones fotográficas. Han utilizado un acelerador Van de Graaff y la reacción

$T(d,n)He^4$, obteniendo neutrones de 14 Mev con un intervalo de 0,5 Mev. Llegan a la conclusión de que dicha sección eficaz es igual o menor que $1,4 \times 10^{-29} \text{ cm}^2$, si bien no excluyen la posibilidad de que cantidades muy pequeñas de Uranio presentes en el Bismuto, aunque no detectables por métodos espectrográficos, hayan podido falsear el resultado.

Basándose en el modelo de la gota líquida y por consideraciones de tipo teórico, Mattauch (18) ha calculado el umbral para la formación de un núcleo compuesto, (Bi^{210}) entre el Bismuto y un neutrón, estimándolo en 9,3 Mev. Si se considera como energía de enlace del neutrón 5,4 Mev, la diferencia entre ambos valores, 3,9 Mev, nos dará la energía que deberá ser suministrada al Bismuto para producir la escisión. De otra parte, Frankel y Metropolis (19) han realizado cálculos más complicados con un calculador electrónico y han llegado a establecer como umbral para la fisión un valor de 18 Mev.

Kelly y Wiegand (20) han estudiado la fisión de Bismuto y otros elementos con neutrones producidos con el bombardeo con deuterones de una lámina fina de Plomo colocado en el interior del ciclotrón de Berkeley. La energía de los neutrones podía ser variada sin más que variar la energía de los deuterones o lo que es lo mismo, variando la distancia de la lámina al centro del ciclotrón. La muestra de Bismuto, obtenida por evaporación sobre una lámina de Aluminio, se si-

tuaba en una cámara de ionización rellena con argón y se medía la ionización producida por los fragmentos producidos. La energía de los neutrones variaba desde unos 45 Mev hasta 84 Mev y los resultados dados son relativos a la fisión de Torio, usado como patrón. La fisión se produce con rendimientos que decrecen en el sentido Bismuto, Plomo, Talio, Mercurio, Oro y Platino.

La fisión del Bismuto con radiaciones ha sido también estudiada. Baldwin y Klaiber (21), con el betatrón de Schenectady y utilizando una cámara de ionización, establecieron un valor de 10^{-29} cm² como límite máximo de la sección eficaz de fotofisión del Bismuto sin llegar a obtener resultados positivos. Mas tarde, Sugarman (22) empleando técnicas radioquímicas y con una energía máxima de 85 Mev producida por el betatrón de la Universidad de Chicago, ha demostrado que dicha fisión se produce, si bien no ha podido ser aclarado definitivamente si se trata de fotofisión pura o resultado de fisión con partículas secundarias.

La fisión de Bismuto y otros elementos pesados con partículas de energía elevada fué descrita inicialmente por Perlman, Goeckermann, Templeton y Howland (23), utilizando el ciclotrón de Berkeley y determinando la fisión por identificación radioquímica de los productos obtenidos. Si bien encontraron algunos de los isótopos que se producen en la

fisión de Uranio con neutrones lentos, y a pesar de que sus datos no eran comparables de una experiencia a otra, pudieron observar ciertas características que diferenciaban claramente ambos tipos de fisión. En primer lugar, la fisión debe ser simétrica ya que no había ninguna indicación de valle entre los picos de máximo rendimiento en la curva rendimiento-número másico. Además los isótopos de menor número másico del mismo elemento se presentan en buenos rendimientos, lo que hacía suponer que los isótopos estables podían presentarse como productos primarios de la fisión y en algunos elementos los isótopos encontrados no se habían encontrado en absoluto en la fisión del Uranio.

Experiencias realizadas con deuterones de distintas energías pusieron de manifiesto que el rendimiento aumenta con la energía de las partículas incidentes y que la distribución de los productos de fisión cambia también con la energía.

La presencia de los isótopos ligeros de algunos elementos y el hecho de que la suma de las masas de los productos de fisión más probables es menor que la del átomo bombardeado, son la base para la hipótesis, que en dicho trabajo se expone, de que la fisión está precedida por la expulsión de un gran número de neutrones, si bien con la salvedad de que dicha emisión puede también producirse si los fragmentos de fisión después de perder su energía ciné-

80
tica quedan en un estado muy excitado.

81 Goeckermann y Perlman (24) han estudiado después con más detalle la fisión del Bismuto con deuterones de 200 Mev. Sus resultados confirman los dados anteriormente, estableciendo que los productos de fisión más abundantes son los correspondientes a la escisión casi simétrica, que la línea de simetría está algo por debajo del número másico 100 y no en el número másico 105 como correspondería a una fisión sin eliminación de neutrones y que en los casos en que se forman fragmentos pesados y ligeros, estos tienen en general un exceso de neutrones y aquellos un defecto o bien son estables.

Se da la misma explicación del fenómeno, estableciéndose que la fisión compite con otras reacciones nucleares solo cuando se han eliminado 12 neutrones del hipotético núcleo compuesto formado y con ello suponen que los núcleos en los que se produce la fisión son Bi^{197} o Po^{199} y que en ella, los productos de fisión conservan la misma relación protones/neutrones. Esto explica que los isótopos de número bajo sean emisores β^- , los de tipo medio estables y los más pesados emisores de positrones o realizadores de la captura del electrón K. El que la relación protones/neutrones se conserve indica que la reacción tiene lugar muy rápidamente, ya que el reajuste que se verifica en la fisión con neutrones lentos no tiene tiempo de producirse, y evidencia asimismo que la energía de excitación con que tiene lugar

es superior al umbral necesario. Esto equivale a decir que la producción de un isótopo emisor β^- y otro β^+ es energéticamente más desfavorable que la formación de dos isótopos estables.

En una publicación posterior, Goeckermann y Perlman (25) exponen con detalle los resultados en la fisión de Bismuto con deuterones de 190 Mev, y aunque reconocen que la fisión de un solo núcleo no describe exactamente todo lo encontrado, continúan suponiendo que el núcleo Po^{199} , formado según la reacción $\text{Bi}^{209} (d, 12n) \text{Po}^{199}$, es en el que se produce la fisión. La curva rendimiento -número másico obtenida a partir de los resultados experimentales está de acuerdo con esta suposición.

La sección recta total para la fisión del Bismuto, determinada midiendo la intensidad del rayo de deuterones fuera de la cámara de vacío y el rendimiento de Mo^{99} , resulta ser de 0,20 barns con un error que los autores calculan en un 20%.

Con objeto de demostrar que la emisión de neutrones es un paso previo para la fisión, G y P estudiaron la fisión de dos muestras de Plomo enriquecidas respectivamente en los isótopos Pb^{204} y Pb^{208} . Si esta emisión se realiza la muestra enriquecida en Pb^{204} requeriría menos neutrones que emitir para alcanzar la fisión ya que su parámetro de fisiónabilidad es mayor. Las experiencias, realizadas deter-

minando el rendimiento de Mo^{99} con energías de los deuterones desde 30 a 100 Mev, demostraron que la sección eficaz total de fisión de la muestra enriquecida con Pb^{204} era siempre superior a la de la muestra enriquecida con Pb^{208} y ambas disminuían al disminuir la energía, haciéndose mayor la diferencia a energías bajas.

En la discusión que los autores hacen del proceso, estiman que debe ser considerado como un proceso de fisión a elevada energía y juzgan importante compararlo con el proceso que se verifica con neutrones lentos y con partículas de energía intermedia. Los aspectos a considerar, comprenderán, por tanto: funciones de excitación, distribución de masa y carga de los fragmentos, emisión de neutrones y reacciones que compiten con el proceso.

La energía de umbral de la reacción es bastante difícil de definir ya que la energía de excitación necesaria debe ser mucho más baja que aquella a la cual se obtiene una sección eficaz apreciable. Ya que a elevadas energías interviene el fenómeno de la transparencia nuclear es preciso considerar que a energías bajas, hasta unos 50 Mev, el proceso puede ser descrito por la formación de un núcleo compuesto.

En la fisión de Bismuto con deuterones de 190 Mev se ha calculado (26) que colisiones en ^{que} se transmiten 100 Mev o menos se presentan en un 25% de los casos. Como es preciso evaporar 12 neutrones aproximadamente, este porcentaje

no puede ser con gran probabilidad tenido en cuenta para explicar la fisión producida. Del 75% restante de colisiones, suponiendo que todas ellas pueden producir fisión, resultaría que ésta tendría una sección eficaz del orden de los 2,0 barns y como la encontrada resulta ser de 0,2 quiere decir que solamente el 10% del total de estas tipo de colisiones es capaz de provocar la fisión.

Como el valor de la energía de excitación para la fisión del Bismuto es bastante elevado (19), a diferencia de la fisión del Uranio en que la energía de activación es análoga a la energía de enlace del neutrón, es lógico suponer que la emisión de neutrones es mucho más favorable que la fisión. Solamente cuando se ha evaporado el número suficiente de neutrones llega el núcleo producido a tener una energía de excitación que es comparable a la de enlace del neutrón y puede entonces producirse la fisión. Puede esperarse, por tanto, que la fisión aumente con la energía de la partícula ya que así los neutrones que han de ser separados pueden serlo más fácilmente.

Esto fué confirmado por algunos experimentos, no descritos sino únicamente citados por G y P, en que determinaron además de Mo^{99} , Cu^{67} y Ba^{133} . El rendimiento de estos tres isótopos aumentaba con la energía en las experiencias hechas con deuterones de 100 y 190 Mev y partículas α de 380 Mev. De estas mismas experiencias también puede deducirse que la

curva rendimiento -número másico se ensancha con la energía ya que el aumento de Cu^{67} y Ba^{133} entre 100 Mev y 380 Mev es de unas 10 veces, mientras que el de Mo^{99} es solamente de unas 3.

Una determinación de la función de excitación para la fisión del Bismuto ha sido realizada por Jungerman (27), contando los impulsos producidos por los fragmentos de fisión en una cámara de ionización, con lo cual el autor trata de evitar cualquier suposición referente a la actividad β de los fragmentos producidos. Los resultados obtenidos para el Bismuto con partículas alfa, deuterones y protones están representados en las fig. 2.1, 2.2 y 2.3.

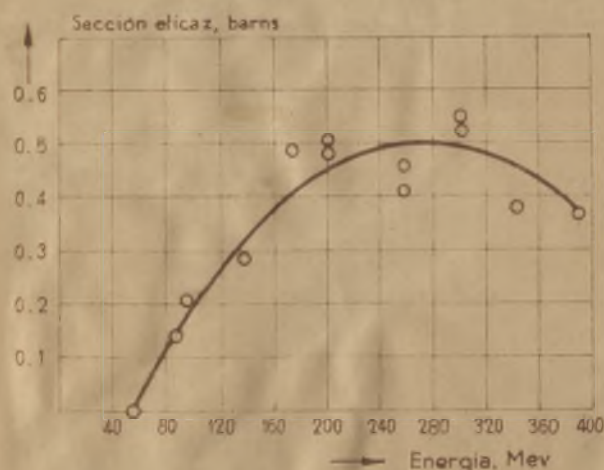


Fig. 2.1
CURVA DE EXCITACION DE Bi^{209}
BOMBARDEADO CON PARTICULAS α (JUNGHERMAN).

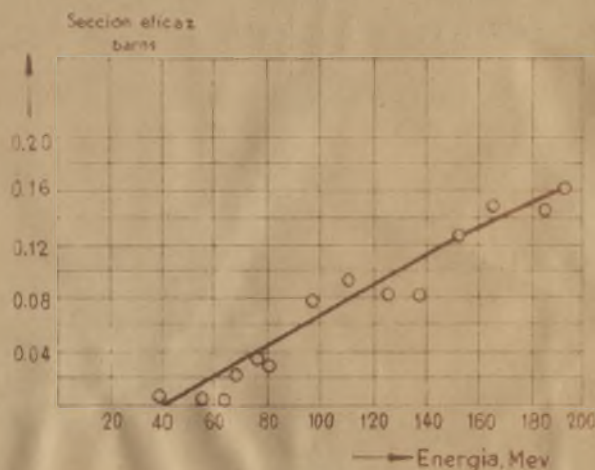


Fig. 2.2
CURVA DE EXCITACION DE Bi^{209}
BOMBARDEADO CON DEUTERONES (JUNGHERMAN)

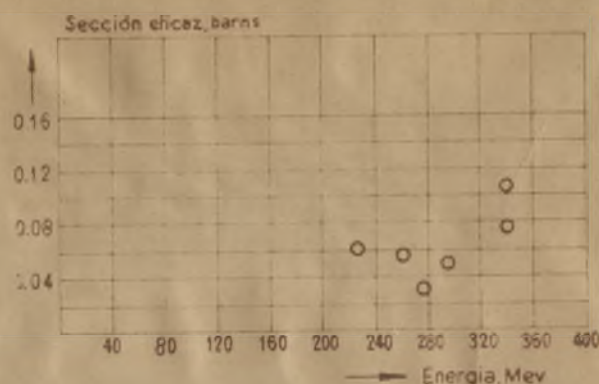


Fig. 2.3
CURVA DE EXCITACION DE Bi^{209}
BOMBARDEADO CON PROTONES (JUNGEMAN)

El resultado para deuterones de 190 Mev está de acuerdo, dentro de los límites experimentales, con el valor hallado por G y P.

La escisión simétrica, además de la evidencia dada por G y P., ha sido demostrada también por Jungerman y Wright (8) en el bombardeo de Uranio, Torio y Bismuto con neutrones, de 90 Mev midiendo los impulsos producidos por los fragmentos de la fisión. Sus resultados muestran que la forma de fisión que se presenta en mayor proporción es aquella en que los fragmentos tienen la misma energía. De ello puede deducirse que cuando la energía de excitación es superior a la de umbral para la escisión la tendencia a la formación de fragmentos iguales aumenta.

La fisión de un núcleo puede ser descrita de una forma general por

$$Z^A + C^b \rightarrow \left[(Z + C)^{(A + b)} \right] \rightarrow Z_1^{A_1} + Z_2^{A_2} + \nu n + Q \quad (2.1)$$

siendo $A + b = A_1 + A_2 + \nu n$

y $Z + C = Z_1 + Z_2$.

Los isótopos $Z_1^{A_1}$ y $Z_2^{A_2}$ llegan a alcanzar la estabilidad nuclear, en el caso de la fisión del Uranio con neutrones térmicos, por una serie de desintegraciones β^- que está formada por término medio, de 3 términos con una energía media de 11 Mev. En el caso del Bismuto ya se ha mencionado que aunque en los elementos de bajo número másico también tienen lugar desintegraciones β^- para lograr el mismo objetivo, en los de tipo medio frecuentemente se presentan isótopos estables y en los pesados hay emisión de positrones y captura del electrón K. Cuando se estudie la fisión nuclear desde el punto de vista de la distribución de carga hay dos cuestiones importantes:

1. Hallar qué miembro de una cadena de fisión es el que tiene la mayor probabilidad de ser el producto primario de fisión

2. Hallar la forma, en términos cuantitativos, de la distribución de carga en torno de la carga más probable.

El postulado más sencillo es suponer que la carga del núcleo original se distribuye uniformemente entre los fragmentos, es decir, que se conserva en ellos la relación pro-

tones/neutrones del núcleo padre.

Aplicado esto a lo expuesto en (2.1) indica que

$$\frac{Z + c}{(A + b - \nu n) - (Z + c)} = \frac{Z_1}{A_1 - Z_1} = \frac{Z_2}{A_2 - Z_2} \quad (2.2)$$

$$\text{o bien } \frac{Z + c}{A + b - \nu n} = \frac{Z_1}{A_1} = \frac{Z_2}{A_2} \quad (2.2_a)$$

Si se traza la curva correspondiente a los isótopos estables dada en la ecuación (1.2) y se la compara con los resultados calculados de la forma antes citada, puede observarse que se obtienen cadenas de fisión más cortas en la región de los isótopos de número másico elevado que en los de tipo medio y ligero. Esto es lo que ocurre en la fisión del Bismuto con deuterones de 190 Mev y G y P han demostrado que este postulado puede ser aplicado con buenos resultados.

Por el contrario, cuando se estima que la división de cargas más probable es aquella en que la suma de la energía desprendida en las cadenas obtenidas y la energía de repulsión electrostática de los dos fragmentos productos, es un mínimo, se obtienen cadenas de fisión más largas en la región de los isótopos pesados que en la de los ligeros.

Empíricamente, a partir del gran número de datos obtenidos en el Manhattan Project, se encontró que para el Uranio en la mayoría de los casos ambos fragmentos tenían la misma longitud de cadena. Esto recibe corrientemente el nom-

bre de postulado de igual desplazamiento de la carga.

Si Z_1 y Z_2 son los fragmentos primarios de fisión, y los correspondientes isótopos estables son Z_{A_1} y Z'_{A_2} , entonces, se tiene que:

$$Z_{A_1} - Z_1 = Z'_{A_2} - Z_2 \quad (2.3)$$

como $Z_2 = Z + c - Z_1$ y $Z'_{A_2} = Z(A + b - vn - A_1)$

puede escribirse que

$$Z_{A_1} - Z_1 = Z(A + b - vn - A_1) - (Z + c - Z_1) \text{ o bien}$$

$$Z_1 = Z_{A_1} - 0,5 \left[(Z_{A_1} + Z(A + b - vn - A_1) - Z - c) \right] \quad (2.3a)$$

Otra teoría existente es la de Present basada en un núcleo inicial con una distribución de la carga no uniforme. Los cálculos se realizan sobre la base de un modelo de núcleo en que la carga varía radialmente tendiendo los protones por repulsión coulombica a acumularse en la superficie. Con ello, los fragmentos de tamaño pequeño tienen una relación protones/neutrones mayor que la de los grandes. Esta teoría parece dar buenos resultados en el caso de la fisión del Uranio con neutrones térmicos.

Conviene ahora exponer algo de lo que se conoce en términos generales de las reacciones nucleares que tienen lugar con energías elevadas de las partículas incidentes. Serber (28) ha expuesto algunas de las ideas cualitativas que deben tenerse presente en este tipo de estudios.

Ante todo debe ser considerado que el tiempo de colisión entre la partícula incidente y una partícula que forma parte del núcleo es menor que el tiempo que transcurre entre las colisiones dentro del núcleo y de ahí que la interacción de dicha partícula sea con una partícula del núcleo y no con el núcleo como conjunto.

Dado que el camino libre medio de la partícula dentro del núcleo aumenta con su energía, si esta energía es suficientemente elevada el núcleo será transparente a dicha partícula y no existirá ninguna interacción.

Como la interacción se realiza con una sola partícula o a lo sumo con un corto número de ellas no es posible considerar la formación de un núcleo compuesto y lo que ocurra dependerá de la trayectoria de la partícula. Cuando el choque se produzca próximo a la circunferencia que limita la sección eficaz, considerada circular, la partícula perderá solamente una cierta fracción de su energía, mientras que si se produce cerca del centro puede perder toda su energía. En el primer caso, las partículas que reciben el impacto pueden escapar del núcleo sin chocar con ninguna otra si su dirección de movimiento es hacia la periferia, mientras que en el segundo, al chocar con los otros nucleones que la rodean, van cediendo la energía que recibieron. La energía de excitación que así recibe el núcleo se emplea entonces en evaporar partículas.

Con este mecanismo se pueden explicar bastante bien algunas de las características de las reacciones a energía elevada. Así, a causa de las diferentes energías de excitación que un núcleo puede recibir de partículas del mismo tipo y energía, se explica que también puedan encontrarse muy diversas formas de núcleos residuales después de la reacción, que van desde la pérdida de unas pocas partículas -seguida o no después de fisión- hasta la expulsión de bastantes, spallation. Igualmente, es posible ver que así como a bajas energías, en que se forma un núcleo compuesto, la energía de excitación se hace máxima cuando más se parece a la necesaria para evaporar el número requerido de partículas y luego disminuye rápidamente al aumentar la energía a causa de que entonces es posible para el núcleo evaporar unas partículas, en las reacciones a elevada energía interviene decisivamente el camino libre medio a recorrer por la partícula dentro del núcleo. Como el camino libre medio es el factor que determina la cesión de energía por parte de la partícula y varía solo moderadamente con la energía de la partícula, es de esperar que la sección eficaz para una reacción varíe también poco. En otras palabras, esto indica que así como el aumento en la energía de la partícula puede producir un aumento en la sección eficaz, la transparencia del núcleo aumenta también con la energía y de ahí que la curva de excitación sea aproximadamente horizontal, al menos en un cierto intervalo de energías.

III. PARTE EXPERIMENTAL.

Preparación de muestras y reactivos.— El material utilizado como blanco fué en la mayoría de los experimentos Bismuto metálico y en otros oxiclорuro de Bismuto. El Bismuto metálico fué preparado a partir del fabricado por la casa Mallinckrodt () por fusión en un crisol, pasando Nitrógeno sobre él durante la operación y después vertiendo la masa fundida sobre una plancha de aluminio y laminándola con un rodillo de acero inoxidable. Las láminas obtenidas se pulimentaban con papel de esmeril y se limpiaban con ácido clorhídrico.

El análisis espectrográfico, realizado en la Sección de Análisis Espectrográfico del Instituto para el Estudio de los Metales de la Universidad de Chicago, dió los siguientes resultados, en cuanto a impurezas.

Mg	0,001 %	Ag	0,0001 %
Si	0,002	Fe	no detectado.
Pb	no detectado	Zn	no detectado.
Cu	0,001		

El oxiclорuro de Bismuto fué obtenido a partir de dicho Bismuto por disolución en ácido Clorhídrico, dilución con agua destilada y ebullición. Después de filtrado y seco

se determinó su contenido en Bismuto.

Las disoluciones a utilizar como portadoras de los elementos radioactivos a separar fueron preparadas disolviendo cantidades calculadas del reactivo más apropiado en cada caso en el volumen necesario de agua. Corrientemente las marcas comerciales utilizadas fueron Merck, Mallinckrodt y Baker's. De acuerdo con los resultados experimentales anteriores, se trató de que las disoluciones contuvieran aproximadamente 10 ng de elemento por mol. Las disoluciones así preparadas fueron después analizadas determinando el peso del compuesto elegido como muestra final. Los resultados para los elementos investigados se dan a continuación, dándose también el peso de elemento investigado en ng/ml.

T A B L A 3.1

Elemento	Peso de elemento, ng/mol.	Compuesto	Peso del compuesto, ng/ml.
Br	9,96	AgBr	23,42
I	8,62	AgI	15,95
Nb	9,38	Nb ₂ O ₅	13,42
Ru	8,45	Ru	8,45
Cu	10,23	CuSCN	19,67
Pd	15,41	Pd-dimetilglioxima.	31,91
Te	16,9	Te	16,9
Cd	8,81	CdS	11,33

Elemento	Peso de elemento, mg/ml.	Compuesto	Peso del compuesto, mg/ml.
In	9,61	In_2S_3	13,64
		Acetato básico	30,2
Zr	8,75	ZrO_2	11,82
Rb	10,81	Rb_2PtCl_6	36,64
Su	9,24	SuO_2	11,73
Cs	---	Cobaltinitrito de cesio	18,85
Ag	8,80	AgCl	11,70
As	9,92	As_2S_3	16,29

La composición del cobaltinitrito de cesio depende de las condiciones de formación y por ello se adoptó una forma de determinación para todos los casos y el resultado dado aquí sirvió de tipo.

Los resultados dados representan la media de tres ensayos.

En los casos en que se utilizó como blanco, oxiclورو, ro de Bismuto, experimentos números 3, 5 y 7, se recubrió aquel con una envoltura estanca de Aluminio, con objeto de evitar su dispersión en el alto vacío de la cámara del ciclotrón. En las experiencias números 12 a 17, ambos incluidos, se utilizó también Aluminio como patrón comparador para la medida de secciones eficaces. El análisis espectrográfico de dicho Aluminio es el siguiente:

Cu 0,01%	Ag 0,001%	Pb 0,008%	Fe 0,5%
Ni 0,02%	Au No detectado	Sn 0,002%	

En las experiencias números 1 a 11, tanto el Bismuto como el oxiclорuro de Bismuto, se colocaban entre las mandíbulas de una pieza de cobre formada por una pequeña lámina en ángulo recto a la cual se unía otra más pequeña por medio de un tornillo de latón provisto de la tuerca correspondiente. Esta pieza está representada en la figura 3.1

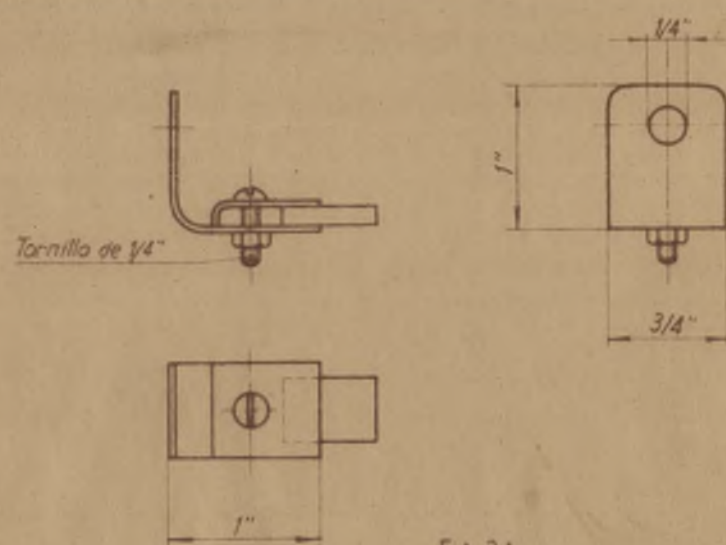


Fig. 3.1

A partir del experimento nº 12, se utilizó un nuevo tipo de pieza para colocar el blanco en el ciclotrón. La muestra a bombardear se situaba entre dos láminas de alumi-

nio y el conjunto se colocaba sobre un pequeño bloque de
 cobre con objeto de eliminar mejor el calor producido en
 el bombardeo. Todo ello, por medio de un dispositivo de
 presión, iba sujeto a una pieza de latón que se atornilla-
 ba a la barra de acero ^{no} magnético de 2" de diámetro que se
 insertaba en la cámara de vacío. La figura 3.2 representa
 esta disposición

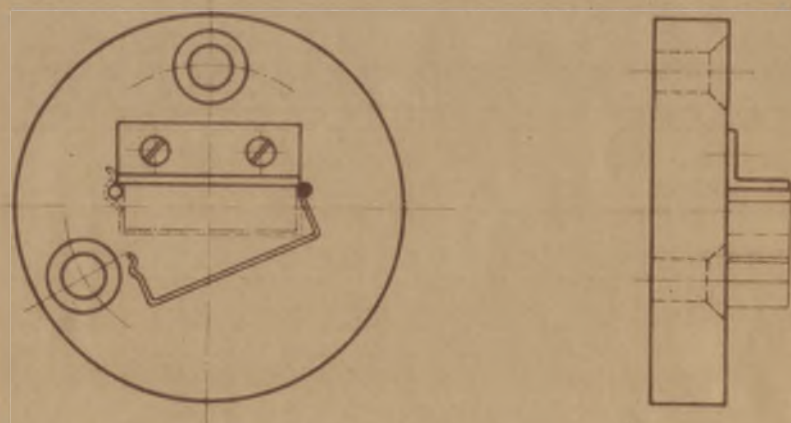


Fig. 3.2

En todas las experiencias se utilizó la barra para
 insertar blancos conocida como Noreste del sincrociclotrón
 de 170" de la Universidad de Chicago. Las características
 de este ciclotrón han sido publicadas (29) y no juzgamos ne-
 cesario insistir sobre ellas.

Una relación entre la energía de las partículas utili-

zadas y la distancia al centro del ciclotrón había sido previamente determinada y sus resultados aparecen, para protones y deuterones, en las fig. 3.3 y 3.4. Solamente las experiencias núm. 8 y 9 fueron realizadas con deuterones. El resto lo fué con protones de energía de 75 Mev hasta 450 Mev.

La forma de realizar los bombardeos fué la siguiente. El blanco, preparado como se ha dicho y cortado en piezas de unos 2 cm² de superficie y de 0,5 a 1 gr. de peso, se situó en la pieza descrita en la fig. 3.1 o en la correspondiente a la fig. 3.2 y el conjunto se montó sobre la barra Noreste. La introducción de ésta en la cámara de vacío se hacía colocándola en una cámara estanca próxima a la citada cámara de vacío, donde se hacía un vacío todo lo más elevado posible con objeto de no romper los 10^{-6} mm Hg de presión del interior de la cámara de vacío. Una vez conseguido un vacío conveniente, se había la comunicación con la cámara de vacío y se situaba el blanco en la posición adecuada, ya que en dicha barra estaban indicadas las distancias al centro de su extremo más próximo a la cámara de vacío.

Una vez colocado el blanco, se ponía el ciclotrón en operación y se mantenía el bombardeo de 20 a 30 minutos con intensidades que variaban desde 0,017 μ amp. hasta 0,27 μ amp. registrándose la intensidad del bombardeo por las lecturas

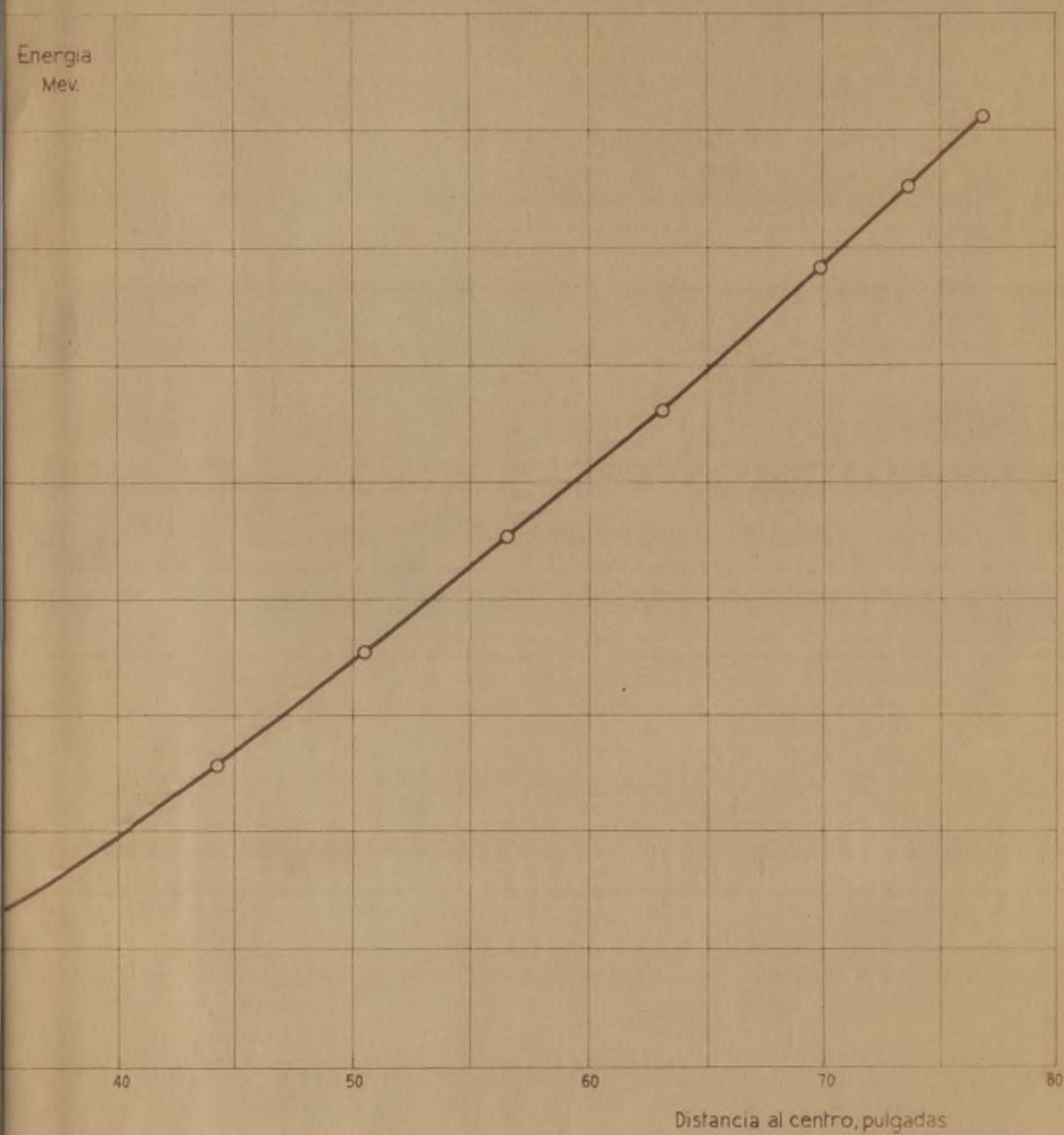


Fig. 3.3

RELACION ENERGIA.- DISTANCIA AL CENTRO PARA
PROTONES EN EL CICLOTRÓN DE 170 PULGADAS DE LA
UNIVERSIDAD DE CHICAGO

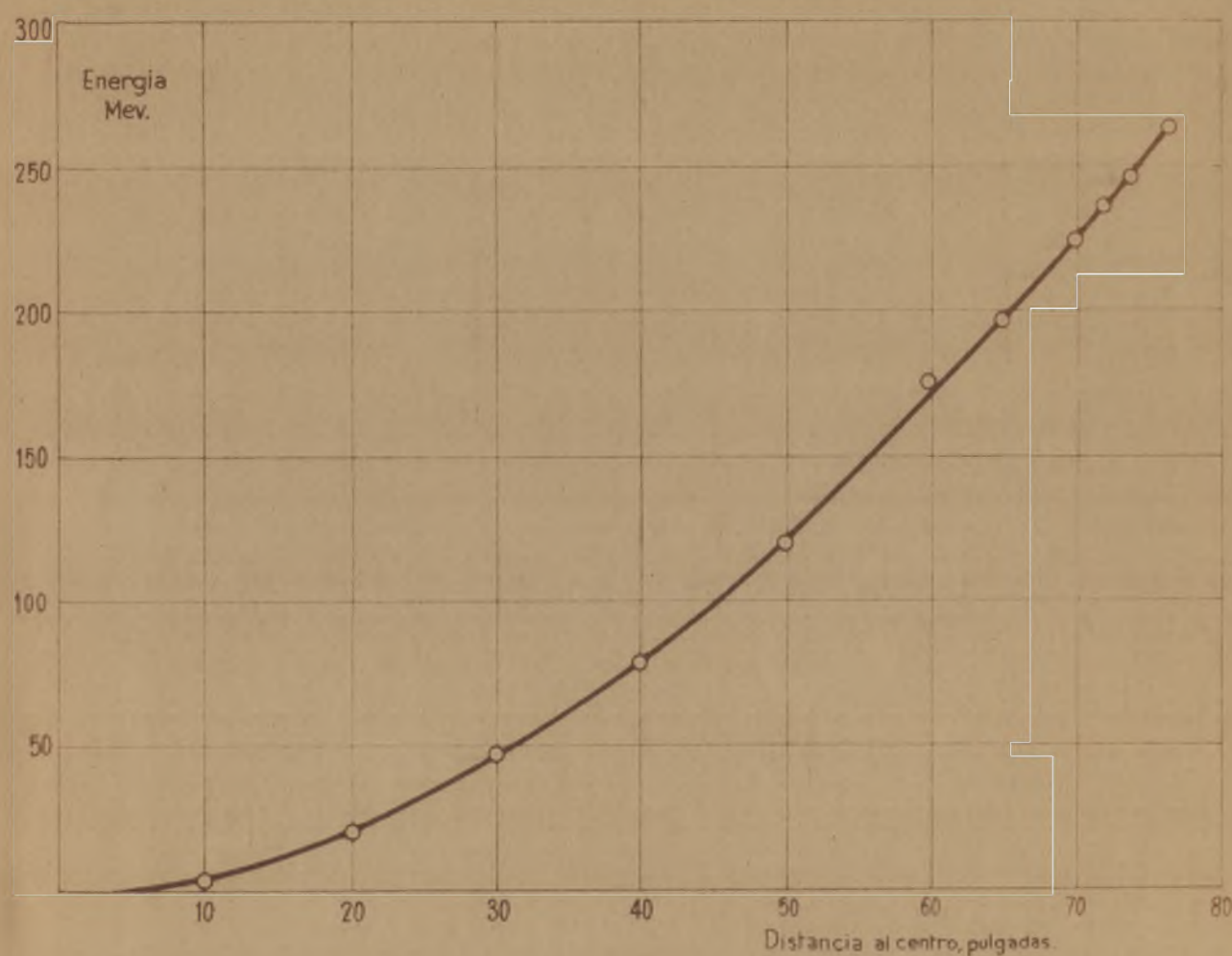


Fig. 3.4

RELACION ENERGIA.- DISTANCIA AL CENTRO PARA
DEUTERONES EN EL CICLOTRÓN DE 170 PULGADAS DE LA
UNIVERSIDAD DE CHICAGO

de una cámara de ionización situada en las proximidades del ciclotrón. El tiempo era determinado con reloj eléctrico de la General Electric situado en el cuarto de control del ciclotrón y dada la importancia de conocer exactamente el tiempo transcurrido desde el principio y final del bombardeo hasta el comienzo de contar las muestras en el contador Geiger-Müller, este reloj era exactamente sincronizado con el reloj, también eléctrico, existente en el cuarto de contadores.

Una vez concluido el bombardeo era necesario esperar unos minutos para que el nivel de radiación en las proximidades del ciclotrón fuese algo menor del máximo tolerable y entonces se sacaba la barra portadora del blanco, se desmontaba este y se le situaba en un vaso de vidrio que a su vez se insertaba en un recipiente de paredes de plomo provisto de tapa del mismo tipo y se transportaba el conjunto en una pequeña carretilla hasta el laboratorio para llevar a cabo las separaciones químicas. En estas operaciones era necesario siempre determinar el nivel presente de radioactividad de lo que se encargaba un miembro del grupo encargado de la protección del personal.

El blanco, separado convenientemente del aluminio, era situado en un matraz aforado donde se disolvía con ácido nítrico de concentración media y después de la disolución, se llevaba a enrase. De allí se tomaban después las muestras a analizar. La disolución era conservada constantemente de-

trás de una barricada de ladrillos de plomo, con objeto de proteger contra la radiación. Las muestras se tomaban del matraz aforado con pipetas accionadas por peras de succión para evitar la inhalación de los productos radioactivos gaseosos.

Como es probable que durante la disolución del Bismuto metálico se produzcan pérdidas de productos volátiles, se realizó una experiencia haciendo pasar durante la disolución una corriente muy lenta de nitrógeno que después barboteaba por una disolución alcalina y se determinaron en esta última algunos de los elementos que podrían haber sido separados total o parcialmente de la disolución inicial.

Las dos láminas de Aluminio se disolvían separadamente en ácido Clorhídrico diluido y se llevaban también hasta un volumen conocido en matraces aforados. De allí con una jeringuilla y una micropipeta se tomaban volúmenes conocidos, se situaban sobre láminas de Aluminio y se evaporaba la disolución en una estufa a 100°C. La pequeña concentración de las disoluciones en ácido Clorhídrico hacía que el Aluminio no fuera atacado. Previamente, la lámina de Aluminio había sido provista de una pequeña depresión circular, de la misma superficie del resto de las muestras radioactivas separadas, donde se colocaba la disolución y el conjunto se pegaba a una pequeña lámina de cartón. En la citada depresión se situaba previamente un par de gotas

de insulina para asegurar que la disolución de Aluminio se extendiera homogéneamente sobre toda su superficie.

Separaciones químicas.-

Las muestras tomadas de la disolución del blanco se analizaban específicamente para cada elemento a excepción de algunos casos en que simultáneamente se separaron varios a partir de la misma muestra. El procedimiento, en general, consiste en agregar un peso conocido del mismo elemento en forma estable que se va a separar, el cual recibe el nombre de portador (en la literatura muchas veces citado como "carrier"), y al que se le somete a un cierto número de operaciones que dependen de la pureza que se trata de conseguir. En general se requieren descontaminaciones del orden de $1 : 10^{-4}$ del resto de los productos radioactivos. En ciertos casos es preciso prever la posibilidad de que el elemento considerado se encuentre en diversos grados de oxidación y lo que se suele hacer es o agregar portador en distintos grados de oxidación o efectuar varios ciclos de oxidaciones y reducciones con el fin de conseguir una muestra en que todo el elemento esté en la misma forma química.

Se suele agregar corrientemente 10 ó 20 mg. de portador y a veces, para evitar que otros elementos sean arrastrados en la separación se agregan portadores de estos elementos que al retenerlos facilitan las operaciones a reali-

zar con el elemento inicial o disminuyen la facilidad de separación conjunta. Este tipo de portadores pueden ser llamados portadores negativos (holdback carriers).

Es también frecuente la adición de elementos que por formar precipitados gelatinosos o finamente divididos tienden a adsorber mínimas cantidades de elementos radioactivos extraños al elemento que se tiende a separar. Esta propiedad se aprovecha para precipitar compuestos tales como $\text{Fe}(\text{OH})_3$, LaF_3 , MnO_2 , BaSO_4 , AgI , CuS , CdS , BaCO_3 , etc. en el seno de disoluciones conteniendo el elemento considerado. Esta operación puede ser conocida como limpieza y los compuestos que la realizan limpiadores (en la literatura anglosajona los términos respectivos son scavenging y scavenger).

Los límites de purificación necesarios dependen del rendimiento con que se produce el elemento considerado. En aquellos obtenidos en gran cantidad suele ser suficiente con 10^{-4} y en los de bajo rendimiento suele ser de 10^{-6} , llegándose a veces a 10^{-9} .

Una vez conseguido el precipitado final por los distintos procesos químicos que sea preciso utilizar, se le pasa a un pequeño disco de papel de filtro previamente pesado y allí se le lava bien, corrientemente con agua, etanol y éter etílico. Después se le seca bien en la estufa a 110°C y se deja enfriar en un desecador, pesándolo a continuación con objeto de determinar el rendimiento químico ob-

tenido en la separación. Se suele usar para realizar la filtración sobre el pequeño disco de papel de filtro, un embudo Hirsch que consiste en un embudo de porcelana en que el vértice del cono está substituído por una placa convenientemente agujereada o bien lo que se conoce como una chimenea, en que una placa agujereada con tubo de salida se mantiene unida a un tubo de vidrio del mismo diámetro que el del círculo de precipitado que ^{se} desea conseguir fijándose el papel de filtro por medio del esmerilado de que va provisto dicho tubo.

Mediante esta última disposición se consigue una distribución más homogénea del precipitado y se evita que parte de él quede fuera del papel de filtro como ocurre al usar el embudo Hirsch.

El papel de filtro conteniendo el precipitado se monta entonces en el centro de una lámina de cartón y se cubre con una pequeña pieza de papel celofán que se sujeta al cartón por medio de papel transparente engomado. La muestra entonces, se encuentra en disposición de ser contada.

A continuación se detallan los procedimientos utilizados para la separación química de los elementos estudiados. Dos fuentes generales de referencias han sido utilizadas, una las referencias desclasificadas de lo que fué el Plutonium Project (30), que será designado de aquí en adelante como PPR (Plutonium Project Record), y otra, que es a ve-

ces una modificación de la anterior, y que es un compendio de los procedimientos seguidos en el Radiation Laboratory de la Universidad de California en Berkeley (31), para el que se utilizará la abreviatura CPB.

Cobre.-

Se utilizó el procedimiento de Goeckermann dado en CPB que consiste en agregar a la disolución nítrica de blanco, 10 mg de Cobre como portador y NH_3 hasta basicidad. El $\text{Bi}(\text{OH})_3$ es separado por centrifugación y se efectúan limpiezas de la disolución con $\text{Fe}(\text{OH})_3$ y BaCO_3 .

Se hace la disolución ácida, 0,5N aproximadamente, con HCl y se hace pasar SO_2 para reducir Cu^{++} a Cu^+ precipitándose a continuación CuSCN por medio de la adición de KSCN en ligero exceso. Se disuelve el precipitado, separado de la disolución por centrifugación, en HNO_3 y se neutraliza con NH_3 . Se añade KCN y se hace una limpieza con CdS para eliminar las trazas de Cd. Se añaden portadores negativos de Sr o Y, se acidifica y se hierve para eliminar el HCN.

De la disolución precipita el CuS que una vez separado, también por centrifugación, se disuelve en HNO_3 y luego con HCl se destruye el HNO_3 . Se diluye hasta 0,5N en HCl y se limpia la disolución con dos precipitaciones de AgCl. De la disolución, una vez reducido el Cu^{++} a Cu^+ por

medio de SO_2 , se precipita nuevamente CuSCN el cual se filtra, se lava con H_2O y etanol, se seca durante 15 minutos a 110°C y se pesa.

Es bastante frecuente en esta segunda precipitación de CuSCN que si no se ha eliminado bien el HNO_3 , la pequeña cantidad de NO_3^- introducida en la precipitación de AgCl es suficiente para impedir la precipitación de CuSCN . Kruger (32) ha sugerido y mediante ello se consiguen buenos resultados, adicionar la Ag como $\text{Ag}(\text{NH}_3)_2^+$ para lo cual se precipita previamente AgCl y se disuelve en NH_3 , utilizándose esta disolución para efectuar las limpiezas correspondientes.

Arsénico.-

El procedimiento seguido se debe a Winsberg, artículo 228 de PPR, con algunas simplificaciones. La separación se basa en la facilidad de destilación de GeCl_4 y AsCl_3 de disoluciones de HCl concentrado. Cuando la destilación se realiza en corriente de cloro, GeCl_4 destila fácilmente, mientras que As permanece en solución como As^{5+} . Este se reduce después con CuCl en solución clorhídrica y se destila. El método es el siguiente:

A la muestra de disolución nítrica del blanco se le agregan portadores de As y Ge , unos 10 mg de cada uno, y se

hierve casi hasta sequedad. Se disuelve el residuo en $\text{HCl } 6\text{N}$, se agregan unos cristales de NH_4I y se pasa H_2S con el tubo introducido en una mezcla de hielo y agua. Se separa el precipitado por centrifugación y se lava con H_2SO_4 6N saturado de H_2S . Después del lavado, se disuelve el precipitado con la menor cantidad posible de NH_4OH concentrado y se diluye a unos 10 ml separando el residuo insoluble que pueda quedar.

La disolución se pasa a un aparato de destilación todo de vidrio, se agregan portadores negativos de Te, Sb y Sn, HCl concentrado y se destila hasta que en el calderín queden solamente unos 5 cm^3 , en una corriente de cloro. El destilado se recoge sobre agua en un baño de hielo. Al líquido que permanece en el calderín se le agregan Ge y HCl concentrado y se repite la destilación para eliminar todas las trazas de Ge presente. El residuo, entonces, es tratado con una corriente de aire para eliminar el cloro, se le agrega HCl concentrado y una disolución de CuCl en HCl concentrado, y se destila sobre unos 10 ml de HCl concentrado en un baño de hielo, procurando no destilar de modo que el residuo quede seco ya que entonces algo de Sb pasaría al destilado. Se añade nuevamente HCl concentrado y solución de CuCl y se destila de la misma forma.

El destilado ^{es tratado} con H_2S y el As_2S_3 obtenido, después de separado por centrifugación, es disuelto en NH_4OH concen-

trado. Se separa algún residuo, si lo hay, se agrega 10 ml de HCl concentrado, se satura la solución con H_2S , se filtra y se lava con H_2O , etanol y éter, con lo cual queda ya en disposición de ser secado, pesado y montado para contar.

En las primeras separaciones la destilación fué repetida con objeto de lograr una mayor pureza del As, pero después se comprobó que una sola destilación era suficiente como quedaba demostrado por las curvas de desintegración obtenidas en que el As^{74} no mostraba contaminación alguna.

Bromo.-

El procedimiento utilizado se debe a Goeckermann, (33 CPB), y es una modificación del de Glendenin, Edwards y Gest, (34) (PPR, artículo 232).

Se añaden Br^- e I^- como portadores a la disolución nítrica de blanco, se hace la solución aproximadamente 1N en HNO_3 y se agregan unas gotas de disolución diluida de $NaNO_2$. El iodo separado se extrae varias veces con CCl_4 . Se agrega nuevamente CCl_4 y se adiciona $KMnO_4$ 0,1N hasta que no haya decoloración. El bromo se extrae lavando tres o más veces con CCl_4 . Se reúnen los extractos de bromo y después de lavados con HNO_3 N conteniendo algo de $KMnO_4$, son tratados con 10 ml de agua y $NaHSO_3$ diluido hasta que desaparezca el color amarillo de la capa de CCl_4 . Se separa

la capa acuosa y se la lava bien con CCl_4 .

Se hace la disolución N en HNO_3 , se agrega I^- y después unas gotas de solución diluida de NaNO_2 y se extrae nuevamente el iodo con CCl_4 . Se repite la oxidación con KMnO_4 y la extracción y reducción del bromo y se efectúa este ciclo de extracciones de iodo y bromo, por lo menos tres veces.

La disolución final conteniendo Br^- se hace N en HNO_3 , se calienta y se agrega, manteniendo una buena agitación, AgNO_3 0,1N; se deja digerir unos minutos, se filtra y se lava con H_2O , etanol y éter y se seca en la estufa a 110°C .

Rubidio.-

Fue seguido primeramente el procedimiento de Goeckermann (35) (GPB) que se funda en la insolubilidad de los percloratos de Cs y Rb en etanol y bajas temperaturas y de los correspondientes cloroplatinatos en etanol, así como en la solubilidad del silicowolframato de Rb en contraste con la insolubilidad del de Cs. Sin embargo, el procedimiento además de largo y trabajoso no da buenos resultados.

Por ello, se utilizó después el método de Evans (36) (PPR, artículos 235 y 284), basado en la precipitación de $3\text{CsI} \cdot 2\text{BiI}_3$ con lo que el cesio se separa cuantitativamente del rubidio. Este método da excelentes resultados y es bas-

tante más sencillo que el anterior.

A la disolución nítrica del blanco se le agregan 20 mg aproximadamente de Cs y Rb y unos 5 mg de Ce, Y, La, Zr, Ba y Sr. Se agrega NaOH concentrada hasta que la disolución es básica a la fenolftaleína y se precipita con Na_2CO_3 . Se agrega HCl concentrado hasta que la disolución es ácida y entonces unos 10 mg. de La y se precipita con NaOH concentrada. La disolución es acidulada entonces con ácido acético glacial y se agregan unos 3 ml del reactivo $\text{BiI}_3\text{-HI}$ obtenido disolviendo 10 g. de BiI_3 en 50 ml de HI al 55%. Por enfriamiento en un baño de hielo y subsiguiente centrifugación se separa el cesio como $3\text{CsI} \cdot 2\text{BiI}_3$. Se agregan otros 10 mg de Cs, se vuelve a precipitar por el mismo método; y aún se hace una tercera precipitación.

La disolución final se trata con HNO_3 concentrado y se hierve durante unos minutos para expulsar el yodo, después de lo cual es tratada con alcohol y ácido cloroplatínico. Se lava bien con alcohol se filtra y se seca a 110°C .

Zirconio.-

Se utilizó el método de Hume (37) (PPR artículo 245), basado en la precipitación del fluorzirconato bórico.

A la muestra de disolución nítrica de blanco se le agregan 10 mg de Zr, ácido nítrico hasta conseguir una aci-

dez 5N y unos 2 ml de ácido fluorhídrico, agitando bien para homogeneizar. Se agregan unos 10 mg. de Ia y se centrifuga el LaF_3 obtenido, repitiéndose nuevamente la precipitación de LaF_3 .

Se agrega entonces unos 50 mg de Ba a la disolución, se deja estar unos minutos y se centrifuga el precipitado de BaZrF_6 , descargándose la disolución que sobrenada. El precipitado es disuelto por adición de 5 ml de H_2O y, 2 ml de H_3BO_3 al 5% y 1 ml de HNO_3 concentrado, después de haber agitado convenientemente la suspensión obtenida al agregar el agua y el ácido bórico. Se separa el BaZrF_6 formado al adicionar nuevamente 1 ml de Ba y 1 ml de HF y se repite el proceso de disolución y precipitación.

El precipitado final se disuelve en 5 ml de H_2O , 2 ml de H_3BO_3 y 3 ml de HCl concentrado. Se añade 1 gota de H_2SO_4 concentrado y se centrifuga el BaSO_4 obtenido, pasándose la disolución a un tubo de vidrio, ya que todos los procesos anteriores fueron realizados en tubos de plástico inatacable por el HF. Se diluye la solución hasta unos 20 ml y se precipita el Zr con 2 ml de cupferrón al 6%. El precipitado se separa por centrifugación, se lava dos veces con un pequeño volumen de HClN conteniendo algo de cupferrón y se filtra inmediatamente para evitar la descomposición del cupferrón y su tendencia a transformarse en un estado pastoso y difícil de filtrar.

Este precipitado, de composición indefinida, se lleva a un crisol de porcelana y allí se calienta hasta su transformación en ZrO_2 . El residuo se pasa con agua al filtro previamente tarado, se lava con agua, alcohol y éter y se seca en la estufa.

Niobio.-

El procedimiento de Glendenin (38) (FPR artículo 253), con algunas modificaciones introducidas por Goeckermann, CPB, dió resultados satisfactorios en todas las experiencias.

A la muestra de disolución nítrica del blanco se le agrega un volumen igual de HNO_3 concentrado, 1 ml de HCl 6N, 1 ml de ácido oxálico saturado, 20 mg de Nb y 10 mg de Zr. Se calienta casi a ebullición y se agrega $KBrO_3$ muy poco a poco, dejando hervir la disolución después de cada adición. Cuando se ha obtenido un precipitado blanco que comunica a la disolución un aspecto lechoso, se cesa de agregar $KBrO_3$, se deja en digestión unos minutos y se centrifuga el Nb_2O_5 obtenido. El precipitado es lavado bien con 3 ml de HNO_3 6N, 2 ml de NH_4OH 6N y 5 ml de H_2O , calentando y agitando la suspensión. Después de la centrifugación para separar las aguas de lavado, el precipitado es disuelto en 2 ml de ácido oxálico saturado y unas pocas gotas de HCl 6N, calentado si es necesario. Se diluye hasta unos 20 ml con HCl 6N y se agrega un poco de Na_2SO_3 . Se enfría la disolución en un baño de hielo, y se la pasa a una ampolla de decantación, adicionándose

10 ml de CHCl_3 previamente enfriado. Se agregan 2 ml de cupferrón al 6% y se agita bien. La extracción se repite nuevamente y después de reunir los extractos clorofórmicos, se los lava con 20 ml de HCl 6N enfriado en un baño de hielo y conteniendo algo de Na_2SO_3 y cupferrón.

La disolución en CHCl_3 es mezclada con 10 ml de HNO_3 concentrado y entonces se calienta suavemente, adicionando poco a poco pequeñas cantidades de KBrO_3 , hasta que todo el cloroformo ha sido evaporado y la disolución presenta un color amarillento, y contiene el Nb_2O_5 precipitado. Este precipitado es llevado a un tubo de plástico por medio de pequeñas porciones de ácido nítrico diluido y allí se le disuelve agregando 1 ml de HF concentrado. Entonces se agregan 2 ml de HNO_3 6N, 10 mg de Zr y 5 ml de H_2O y unos 50 mg de Ba gota a gota, separándose después por centrifugación el BaZrF_6 formado.

A la disolución obtenida se le agregan unos 6 ml de NH_4OH concentrado y el Nb_2O_5 obtenido es lavado con 3 ml de NH_4OH 6N, 1 ml de HNO_3 6N y 5 ml de H_2O . Con un segundo lavado el precipitado de nuevo se pasa a un tubo de vidrio. En este se le disuelve en caliente con 2 ml de ácido oxálico saturado y unas gotas de HNO_3 6N, se agregan 3 ml de H_2O y 5 ml de HNO_3 concentrado y se calienta agregando KBrO_3 lentamente y poco a poco. El Nb_2O_5 obtenido, después de permanecer en digestión unos minutos es centrifugado y lavado en

caliente con 3 ml de HNO_3 6N, 2 ml de NH_4OH 6N y 5 ml de H_2O , siendo filtrado a continuación. Se le pasa a un crisol de porcelana y allí se calienta durante unos 15 minutos, montándosele luego después de su arrastre hasta el filtro con agua, de su lavado con alcohol y éter y de su secado en la estufa.

Rutenio.-

El procedimiento seguido fué el de Glendenin (39) (PPR artículo 260).

A la disolución nítrica de blanco se le agregan 10 mg de Ru_2O_3 , 0,5 g de NaBiO_3 , 1 ml de H_3PO_4 concentrado y 10 ml de HClO_4 al 70% y se coloca la mezcla en un aparato de destilación. Se calienta suavemente para oxidar todos los halógenos presentes y cuando la mezcla comienza a hervir se hace pasar una corriente débil de aire a través de la disolución y se calienta fuertemente. El RuO_4 destila y se recoge sobre 12 ml de NaOH 6N situados en un baño de hielo. La destilación se prolonga hasta que han destilado uno o dos ml de HClO_4 (intensa producción de humos).

Al destilado se le agregan 3 ml de etanol, y se calienta unos minutos hasta que el óxido obtenido coagula. Se centrifuga y se lava en caliente con 10 ml de agua con-

teniendo 1 ml de NaOH 6N. El precipitado se disuelve agregando 2 ml de HCl 6N y calentando y después se agregan 10 ml de agua. Poco a poco se van agregando 0,2 g de magnesio en polvo agitando bien después de cada adición hasta que la disolución toma una coloración azul y precipita Ru metal. Conviene entonces agregar unas gotas de disolución de Aerosol y hervir suavemente para que el precipitado coagule fácilmente. Se agregan después 5 ml de HCl concentrado para eliminar el Mg en exceso y se continúa la ebullición unos minutos. Se filtra el precipitado y se lava bien con agua, alcohol y éter, pudiendo ser montado después de seco en la estufa.

Paladio.-

Fué utilizada la separación por medio de la dimetilglioxima según el procedimiento de Glendenin (40) (PPR artículo 265), que es una simplificación del de Seiler (41) (PPR artículo 264),

Se agregan a la muestra de disolución nítrica de blanco, 10 mg de Pd, se diluye hasta unos 20 ml con HCl 0,5N y se agregan 5 ml de solución alcohólica de dimetilglioxima al 1%. Se separa el precipitado por centrifugación y se lava con HCl diluido. Se le disuelve con 1 ml de HNO_3 concentrado, calentando si es preciso, se diluye con 10 ml de agua, enfriando si se calentó anteriormente, se agregan 5 mg de Fe^{3+} y se hace básica la solución con NH_4OH . Se separa el

precipitado de $\text{Fe}(\text{OH})_3$ y a la disolución se le agregan 10 mg de Ag, agregando entonces I^- en la cantidad precisa para separar toda la plata. Se repite estas precipitaciones de $\text{Fe}(\text{OH})_3$ y AgI.

La disolución final es acidificada hasta 0,5N en HCl y se repara el precipitado de AgCl que pudiera aparecer. Se precipitan entonces con dimetilglioxima, se filtra y se lava bien con agua y alcohol etílico, se seca en la estufa y se monta.

Plata.-

Fueron utilizados los procedimientos de Novey, (42) (PPR artículo 266) y de Glendenin (43) que es una modificación mejorada del anterior (PPR artículo 267).

A la muestra de disolución nítrica del blanco se le agregan 10 mg de Ag, unas gotas de aerosol y agua hasta completar unos 20 ml. Se adiciona 1 ml de HCl 6N y se lava el precipitado con 10 ml de agua. El AgCl es disuelto con 2 ml de NH_4OH , calentando si es necesario, se diluye a unos 10 ml y se agregan unos 5 mg de Fe^{3+} gota a gota y agitando. El precipitado de $\text{Fe}(\text{OH})_3$ es separado por centrifugación y la disolución es saturada en frío con H_2S . El Ag_2S es disuelto calentando con 1 ml de HNO_3 concentrado, se diluye a unos 10 ml y se precipita AgCl con 1 ml de HCl 6N. Se lava con agua y se repiten los procesos de diso-

lución con NH_4OH y precipitaciones de $\text{Fe}(\text{OH})_3$ y Ag_2S .

Se disuelve el Ag_2S finalmente obtenido con HNO_3 concentrado, se diluye a 10 ml, se agregan 5 mg de Fe^{3+} y se hace básica la disolución con NH_4OH . Se separa el $\text{Fe}(\text{OH})_3$ y se adicionan unas gotas de HCl 6N a la disolución, se agrega aerosol y ácido nítrico y se hierve unos minutos. Se deja digerir, se filtra y se lava cuidadosamente con agua y etanol. Se seca en la estufa, se pasa y se monta.

Indio.-

Se siguió primeramente el procedimiento de Wilkinson (45), (CPB), basado en la separación conjunta de In y Cd en forma de sulfuros a partir de disoluciones conteniendo acetato amónico y ácido acético, una vez eliminados los sulfuros del segundo grupo, y separando después el In del Cd por medio de la precipitación del acetato básico de In. Los resultados conseguidos con este método no fueron suficientemente satisfactorios.

Mas tarde se empleó el procedimiento de Glendenin (PPR artículo 265), (45), con el cual se obtuvieron mejores resultados.

A la muestra de solución nítrica de blanco se le adicionan 10 mg de In y unos 10 ml de HCl concentrado y se evapora casi a sequedad. Se disuelve el residuo en 10 ml de áci-

do acético 6N, se hace pasar H_2S , se separa el precipitado por centrifugación y se lava con ácido acético diluido conteniendo H_2S .

El In_2S_3 es disuelto con 0,5 ml de HCl 6N, se diluye la disolución de unos 10 ml, se agrega Pd, se calienta y se precipita con H_2S . Se centrifuga el residuo y se separa. A la disolución se le agrega La y 0,5 ml de acetato amónico 6N, se pasa H_2S y se calienta hasta ebullición. Se separa el precipitado, se lava y se repite el proceso de disolución en HCl 6N, precipitación del PdS, adición de La y precipitación del In_2S_3 . Se filtra éste, se lava con agua y etanol, se seca en la estufa, se pesa y se monta.

Estafio.--

Fué utilizado el procedimiento de Seiler (46), (PPR artículo 269).

A la muestra inicial se le agrega 20 mg de Sn y 1,5 ml de HCl concentrado. Se hierve la disolución unos minutos, se diluye a unos 20 ml, y se hace pasar H_2S en caliente. Se centrifuga el precipitado y se lava varias veces con HCl al 2% caliente.

Se disuelve el precipitado en 1,5 ml de HCl concentrado y se hierve para separar el H_2S . Se agregan 20 ml de ácido oxálico saturado y 10 mg de Sb^{++} , se calienta y se

pasa H_2S . El residuo se separa por centrifugación. Este proceso de separación de Sb_2S_3 se repite otras dos veces.

A la disolución final obtenida se le agregan Zr y Nb, se neutraliza la disolución y después se adiciona un ligero exceso de NH_4OH concentrado. Se calienta y se hace pasar H_2S , separándose el precipitado obtenido. Este proceso de adición de Zr y Nb se repite asimismo otras dos veces.

Se agrega HNO_3 6N a la disolución hasta que da reacción ácida, se hace pasar H_2S y se separa y lava con agua el SnS obtenido. Se disuelve el precipitado en 1,5 ml de HCl concentrado, se hierve para expulsar H_2S , se agrega ácido oxálico saturado y Sb^{3+} y se precipita nuevamente Sb_2S_3 . La disolución obtenida es llevada a la neutralidad con NH_4OH concentrado y después de acidificada con HNO_3 6N, se precipita SnS , que tratado con unos 5 ml de HNO_3 concentrado e hirviendo para disminuir el volumen, se transforma en SnO_2 . A veces es preciso repetir el tratamiento con HNO_3 concentrado. La disolución conteniendo el precipitado de SnO_2 es diluida unos 15 ml, calentada casi a ebullición durante unos minutos y filtrada sobre un pequeño cono, de papel de filtro, que después se pasa a un crisol y se calcina. El SnO_2 final se hace pasar luego por medio de sucesivos arrastres con agua, al círculo de papel de filtro utilizado corrientemente, donde se lava. Después se seca, pesa y monta.

Teluro.-

El procedimiento seguido fué el de Goeckermann (47), (CPB), que es una modificación de los de Novey y Glendenin (48), (PPR artículos 273 y 274 respectivamente).

Se agregan a la muestra inicial 10 mg de Te y Se y unos 5 ml de HBr concentrado, hirviendo casi hasta a sequedad varias veces. Se disuelve el residuo en unos 10 ml de HCl concentrado, se agrega algo de Se y se precipita Se metal en un baño de hielo con SO_2 .

Se diluye, después de separar el Se por centrifugación, hasta una acidez 3N, se calienta y se pasa SO_2 precipitando Te metal que se separa por centrifugación después de la adición de unas gotas de aerosol. Después de un lavado con HCl diluido, se disuelve el Te en unas gotas de HNO_3 concentrado, se evapora el exceso de HNO_3 , se diluye a unos 10 ml y se agrega NaOH 6N hasta que precipita H_2TeO_3 que después se redissuelve por adición de un pequeño exceso. Se efectúa entonces una limpieza con $\text{Fe}(\text{OH})_3$.

Se acidifica la disolución hasta ser 3N en HCl y se precipita nuevamente Te metal con SO_2 . Se disuelve el Te en HNO_3 como anteriormente, se agrega Se y se separa Se metal, después de lo cual se hace otra limpieza de $\text{Fe}(\text{OH})_3$. El último precipitado de Te metal se filtra, se lava cuidadosamente con agua, etanol y éter, se seca, se pesa y se monta.

Iodo.-

El procedimiento seguido consiste en la adición de Br^- e I^- a la disolución original, así como de NaNO_2 0,1N y separación del I_2 en CCl_4 por medio de lavados sucesivos. Después de reunir estos extractos, se agregan unos 10 ml de agua y se reduce el I_2 por medio de NaHSO_3 . Se agrega Br^- a la disolución, se la hace 0,5N en HNO_3 y se extrae nuevamente el I_2 después de la oxidación con NaNO_2 . Este proceso se repite al menos dos veces más.

La última disolución de I^- es acidulada hasta 0,5N en HNO_3 , se calienta a ebullición, se agrega AgNO_3 0,1N, se deja el precipitado en digestión unos minutos, se filtra y se lava con agua, etanol y éter etílico. Después se seca, pesa y monta.

Cesio.-

De la misma forma que en el caso del Rubidio, el procedimiento de Goeckermann (49), (CPB), no dió resultados satisfactorios, por lo que fué seguido el mencionado procedimiento de Evans (37) con las modificaciones introducidas por Sugarman (50).

El procedimiento ha sido descrito en el caso del Rubidio hasta la separación de $2\text{BiI}_3 \cdot 3\text{CsI}$. Este precipitado es lavado entonces con 5 ml de agua conteniendo 3 gotas de

HCl 6N y 0,5 ml del reactivo $\text{BiI}_3\text{-HI}$, enfriándose bien antes de la separación. Se disuelve el precipitado en 10 ml de agua, conteniendo Rb y unas gotas de HCl concentrado, con ayuda del calor y después se reprecipita el Cs, siendo lavado dos veces.

Se agregan al precipitado 3 ml de HNO_3 6N y 10 mg de Fe^{3+} y se hierve hasta eliminar el yodo. Se diluye a unos 10 ml y se precipita el Bi y el Fe con NaOH. Después de acidificar con ácido acético, se precipita el Cs como cobaltinitrito que se filtra, lava, seca, pesa y monta.

Contador utilizado.-

Las medidas de radioactividad realizadas fueron determinadas con un contador Geiger - Müller de la casa Tracerlab, modelo TGC1, número 1AI59, de ventana de mica, con un espesor de $2,9 \text{ mg/cm}^2$. Omitimos su descripción, así como la de los circuitos de suministro de alto voltaje estabilizado, amplificador, medidor y registro, incluidos en lo que se conoce como escala, por ser sobradamente conocidos.

El plateau era prácticamente horizontal y la única variación encontrada fué un desplazamiento del umbral con el tiempo. Sensiblemente, sin embargo, el número de impulsos por unidad de tiempo se mantenía constante a pesar de esta variación del voltaje aplicado. En la fig. 3.5 están representados los plateaus obtenidos para el tubo utilizado en 25 mayo 1951, 20 agosto 1951, 13 diciembre 1951 y 11 febrero

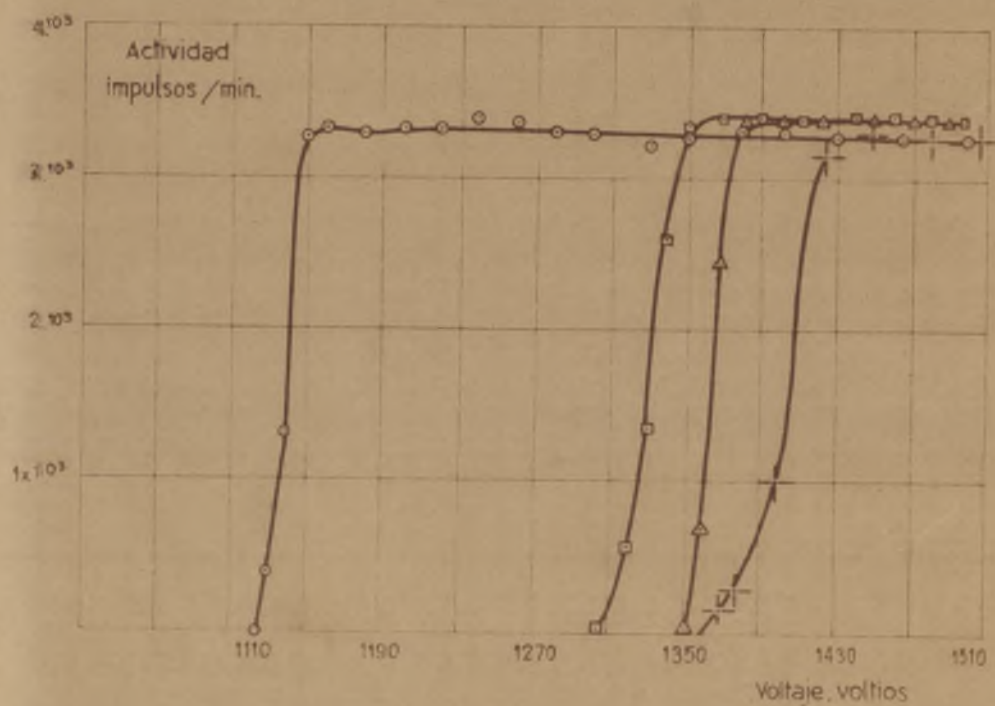


Fig. 3.5
PLATEAUS DEL CONTADOR

- 25 Mayo 1951
- 20 Agosto 1951
- △ 13 Diciembre 1951
- + 11 Febrero 1952

1952.

Las pérdidas por tiempo muerto (corrección de coincidencia) fueron determinadas por comparación con muestras patrón proporcionales de una mezcla de RaD y RaE. Para 1000 impulsos/minuto esta pérdida era inferior al 1% y aumentaba después con dicho número. El tiempo muerto del contador resulta ser de $5,0 \times 10^{-4}$ seg. La curva de corrección utilizada está dada en la fig. 3.6.

El fondo del tubo convenientemente protegido con una cubierta de plomo oscilaba corrientemente entre 21 y 25 impulsos/minuto. Todas las determinaciones fueron corregidas contra el valor de una muestra patrón de U_3O_8 , colocada entre dos láminas de aluminio, que se contaba en la misma posición que la muestra original.

El tubo estaba situado verticalmente, con la ventana de mica hacia abajo, en el centro de una estructura de plexiglas que iba incluida, a su vez, en una protección de plomo. El tubo está sujeto a la estructura de plexiglas por medio de unos tornillos de presión que actúan sobre un anillo de aluminio en contacto con las paredes de vidrio del contador. La estructura de plexiglas esta formada arriba y abajo por dos planchas circulares, la superior conteniendo un agujero central para el paso del tubo y la inferior, provista de dos perforaciones para fijar mediante tornillos toda la estructura a la envuelta exterior de plomo. La parte

Impulsos perdidos por
tiempo muerto.

10^4

10^3

10^2

10

10^3

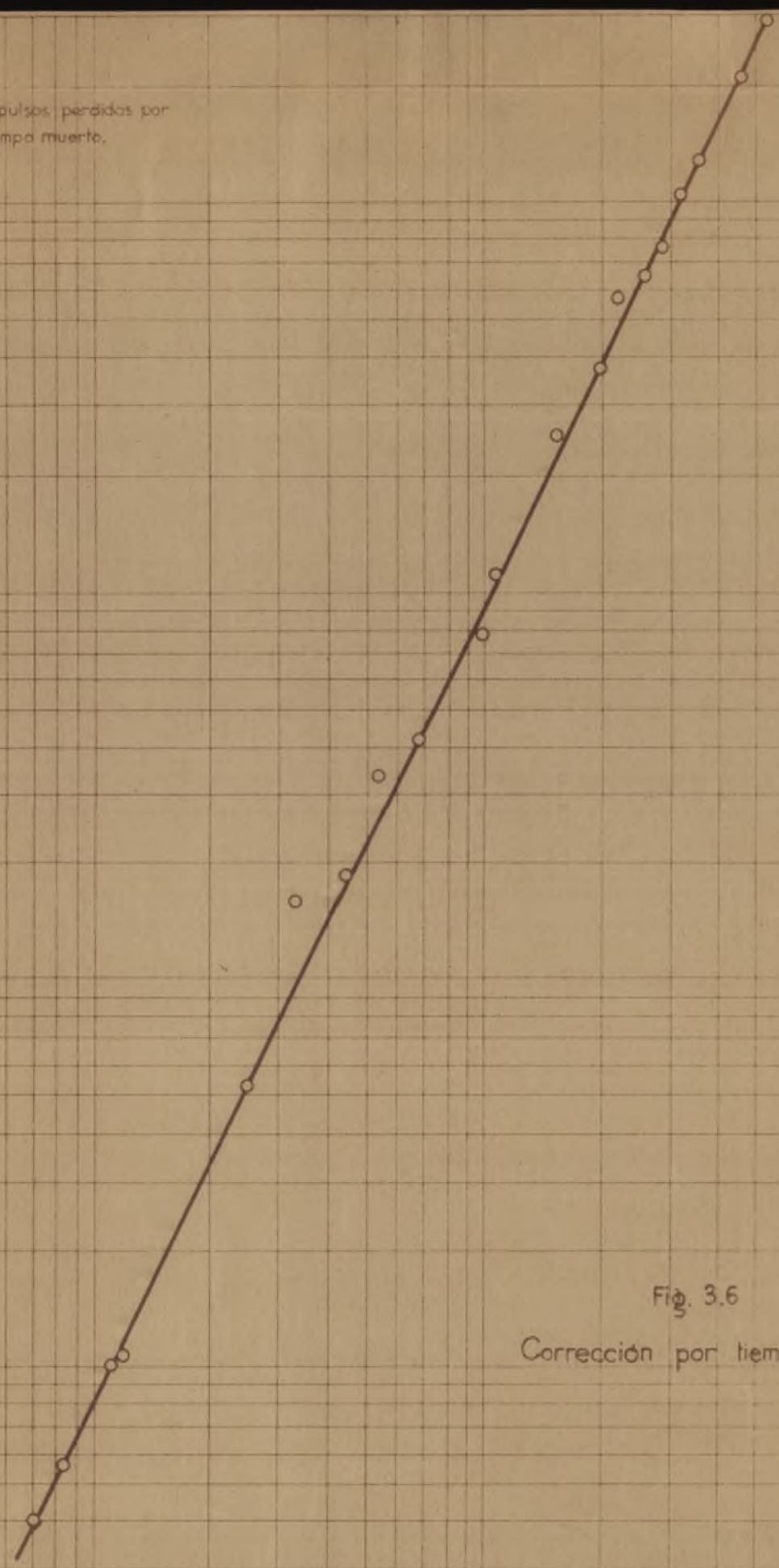
10^4

10^5

Impulsos por minuto observados

Fig. 3.6

Corrección por tiempo muerto



central está formada por tres paredes que dejan en el centro un espacio rectangular y de las cuales, dos, situadas paralelamente y una frente a otra, constan de ramuras horizontales para situar las muestras normalmente a la ventana de mica del contador y la tercera sirve de tope para que las muestras estén situadas siempre en la misma posición.

La envuelta exterior de plomo está forrada interiormente de aluminio y consta de tres partes, una, inferior, a la que como se ha dicho se fija la estructura de plexiglas, otra, central, que va provista de una puerta giratoria para poder colocar las muestras a contar y que encaja perfectamente sobre la inferior y una tercera, que sirve de tapa y que, levantada, permite inspeccionar la parte superior del tubo y las conexiones con la escala. Estas conexiones salen por una perforación de la pieza central.

Las muestras a contar, preparadas de la forma antes expuesta, sobre láminas de cartón, se situaban entre dos láminas de aluminio provistas de un agujero central. Estas últimas tenían una longitud algo superior a las de cartón con el fin de poder ser insertas en las ramuras de la estructura de plexiglas. Con ello, la muestra, aunque el cartón se curvara algo con el uso, estaba siempre en la misma posición respecto del contador.

Con el fin de conocer el error en las determinaciones

se calculó el error estadístico en función del tiempo y de la velocidad en impulsos/minuto. El resultado está dado en el ábaco de la fig. 3.7.

Para comparar entre sí determinaciones realizadas en distintas posiciones o, expresado de otra forma, con distinta "geometría", se realizaron medidas de velocidad de desintegración con los mismos isótopos obtenidos. Dado que en la estructura de pléxiglas hay 4 grupos de doble muesca en los que se pueden insertar las chapas de aluminio, cuando la muestra se sitúa entre dichas chapas la posición se designa como 1L, 2L, 3L y 4L. En cambio, cuando se sitúa sobre la chapa superior las posiciones son 1U, 2U, 3U y 4U. Las experiencias realizadas fueron hechas en las posiciones 1U, 1L y 2L y los resultados para algunos de los isótopos están dados en la fig. 3.8. Estos datos se utilizaron para comparar entre sí medidas realizadas en distintas posiciones cuando la intensidad era diferente.

La identificación de los distintos isótopos se hizo en primer lugar mediante la determinación de la vida media geométricamente contando la misma muestra en la misma posición a distintos intervalos de tiempo que dependían de su actividad y de la vida media presupuesta. Otro medio de comprobación fué la medida de la energía de las radiaciones β y γ desprendidas en el proceso de desintegración. Estas determinaciones se realizaron midiendo el cambio en la intensidad

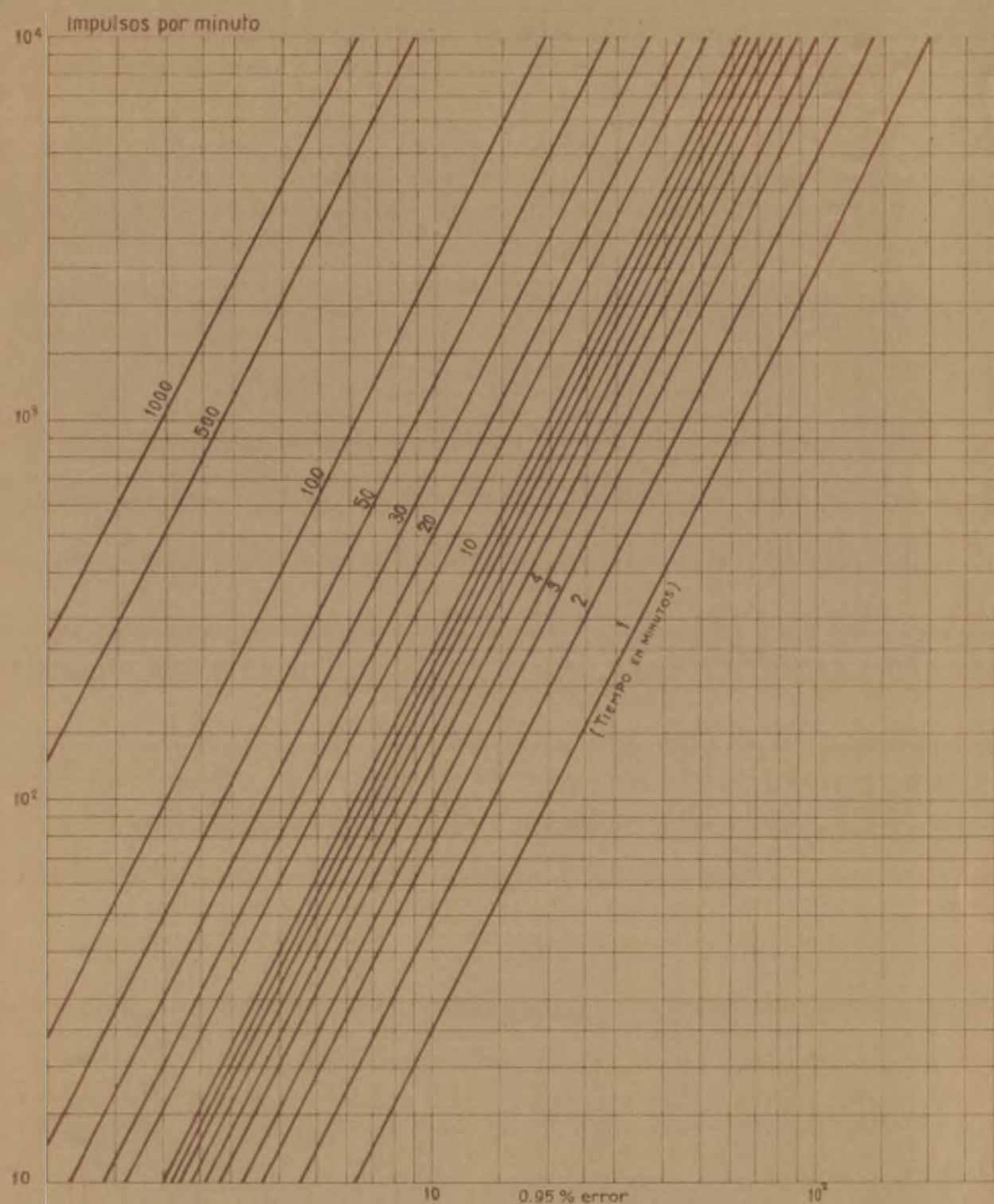


Fig 3.7

ERROR ESTADISTICO EN DETERMINACIONES DE ACTIVIDADES

Relación entre actividades contadas
a distinta distancia del contador

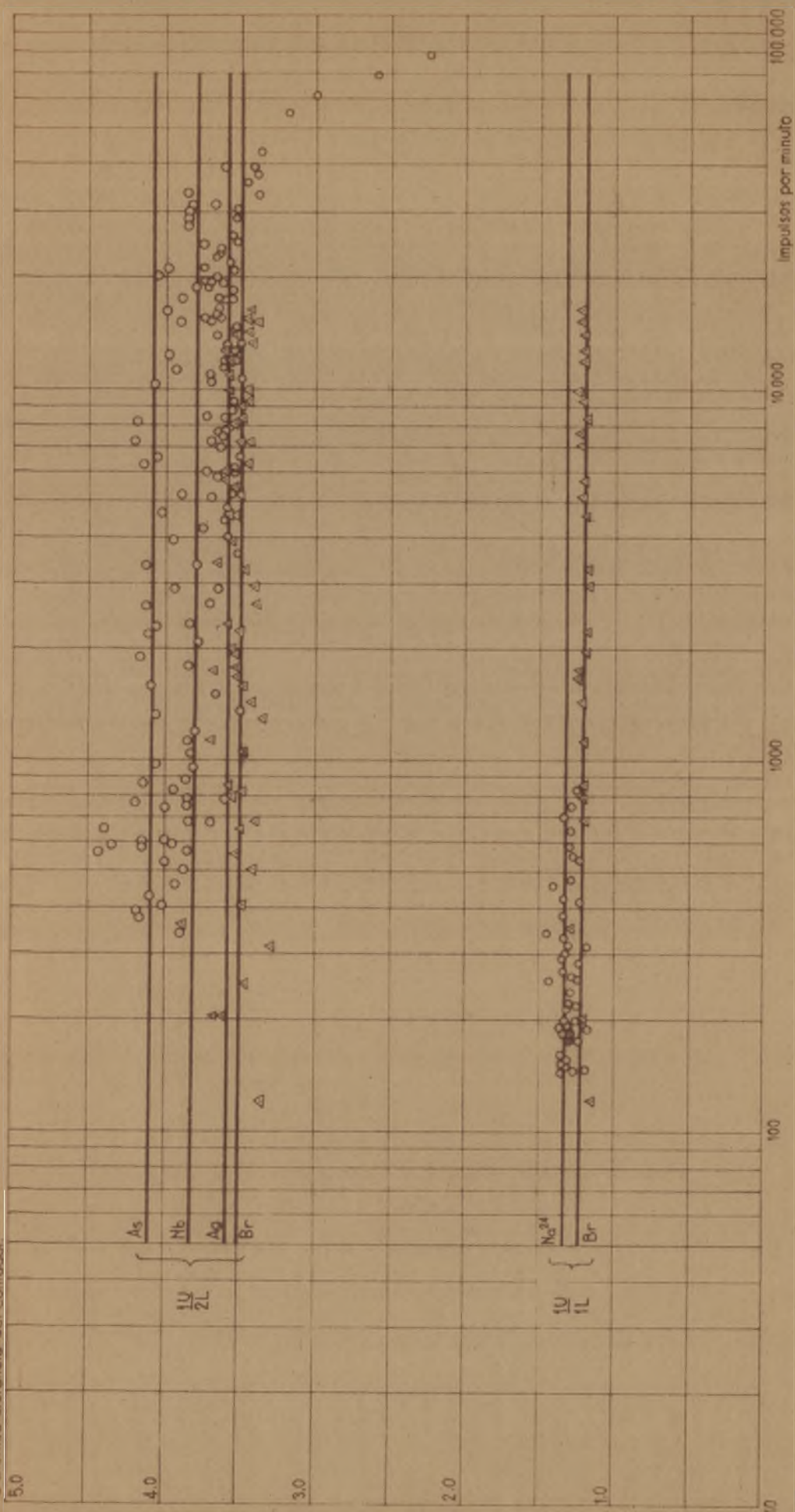


Fig. 3.8

CORRECCION POR DISTINTA COLOCACION
DE LA MUESTRA

de las radiaciones al interponer entre la muestra y el contador distintos absorbedores, de los que casi exclusivamente se empleó aluminio y plomo.

Mediante el empleo de aluminio como absorbedor se pueden determinar las energías de rayos β , electrones de conversión y rayos X; con el plomo se mide la energía de los rayos γ . Ya que la forma de las curvas de absorción depende en alguna extensión de las posiciones respectivas de la muestra y de los absorbedores, es aconsejable para trabajar con la menor dispersión posible, disponer los absorbedores tan próximos a la ventana del contador como sea posible.

Para electrones monoenergéticos, la curva obtenida poniendo intensidades en ordenadas y espesor en abscisas es casi una recta y la extrapolación a intensidad cero permite definir su energía en función de este alcance.

En el caso de rayos β la forma de la curva es aproximadamente exponencial, con la concavidad hacia el origen de coordenadas. Este grado de concavidad depende de la forma del espectro de energía del isótopo considerado o más precisamente, con el grado de prohibición del proceso de β desintegración y de las posiciones y masas de absorbedor y muestra, es decir, de los procesos de absorción y dispersión que tienen lugar. En general, en el comienzo de la curva, aparecen perturbaciones ocasionadas por la dispersión en la muestra, en el soporte y en el absorbedor, y después aparece la curva exponencial

de absorción. Frecuentemente, esta radiación β es acompañada por radiación γ que aparece como fondo después que toda aquella ha sido absorbida.

En la emisión de positrones la forma de la curva es la misma que en el de partículas β^- con la diferencia de que aparece la radiación de aniquilamiento como fondo.

Para las curvas de absorción con plomo se acostumbra también a situar el absorbedor próximo a la ventana del tubo y si quieren adoptar aún mayores precauciones es aconsejable colocar absorbedores de aluminio encima y debajo de los de plomo para disminuir la dispersión de los rayos β y la producción de Bremsstrahlung.

Para electrones monoenergéticos de energías por encima de 0,6 Mev se cumple la relación de Sargent (51).

$$R = 0,56 E - 0,13 \quad (3.1)$$

en que R, alcance, está expresado en g/cm^2 de absorbedor y E, energía, en Mev.

En las curvas de absorción de rayos β y dado que la representación se hace corrientemente con escala logarítmica en ordenadas (intensidades), es posible apreciar visualmente, directamente si se dispone de la curva de absorción total o por extrapolación en caso contrario, el alcance máximo de dichas partículas. En muchos casos, especialmente

cuando la curva de absorción es incompleta o hay presente radiación γ , es difícil estimar el alcance por éste método y entonces se utiliza el método propuesto por Feather (52), en el que se supone que la disminución de intensidad producida por el absorbedor correspondiente a una cierta fracción del alcance es la misma para cualquier tipo de β emisor, siendo tanto mayor la aproximación cuanto más esta fracción se acerca a la unidad. Este método indica, por tanto, que es preciso comparar las curvas obtenidas con la de un determinado emisor β , que Feather propuso, y así se hace corrientemente, fuera el Ra E (Bi^{210}). Descripciones de la forma de llevar a cabo el método y de su aplicación a casos prácticos pueden ser encontradas, por ej. en (30) y (53)

Para energías superiores a 0,8 Mev la relación que mejor se cumple, determinada por el método de mínimos cuadrados aplicando a datos experimentales, entre el alcance y la energía máxima de los rayos β es la siguiente:

$$R = 0,542 E_{\max} - 0,133 \quad (3.2)$$

Para energías entre 0,15 y 0,8 Mev, se cumple la relación:

$$R = 0,407 E_{\max}^{1,38} \quad (3.3).$$

Relaciones gráficas entre alcance y energía, así como entre energía y espesor medio están dadas asimismo en (30) y (53).

La absorción de fotones, rayos γ y X, por la materia tiene lugar por medio del efecto fotoeléctrico, del efecto Compton y de la producción de pares electrón - positrón, de los que el primero solo ejerce influencia a bajas energías y el último a energías superiores a 1 Mev. Aunque estos fenómenos varían de distinta forma con la energía y con el tipo de absorbedor, la absorción de fotones por la materia puede ser representada por una ecuación exponencial del siguiente tipo

$$A_r = A_0 e^{-\mu r} \quad (3.4)$$

en que A_0 y A_r son las intensidades (impulsos por unidad de tiempo) antes y después de interponer el absorbedor r (en cm. del material de que se trate) y μ el coeficiente de absorción lineal (en cm^{-1}), que depende de la energía de la radiación y del número atómico del material considerado.

Otra forma más utilizada de la ecuación (3.4) es emplear el coeficiente de absorción por unidad de masa

$\mu_m = \frac{\mu}{\rho}$, expresado en $\frac{\text{cm}^2}{\text{g}}$, con lo que el espesor r debe ser dado en $\frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$.

$$A_R = A_0 e^{-\mu_m R} \quad (3.5)$$

A partir de (3.) se define el espesor medio, que está relacionado con μ_m por

$$T_{\frac{1}{2}} = \frac{\ln 2}{\mu_m} \quad (3.6)$$

con lo que la fórmula más utilizada es

$$A_R = A_0 e^{-\frac{0,693}{T_{\frac{1}{2}}} R} \quad (3.7)$$

Relaciones de orden teórico y experimental entre el espesor medio y la energía de los fotones para aluminio, cobre y plomo están dadas en (30) y (53).

Correcciones.-

Además de las correcciones por el tiempo muerto del contador y por las diferentes posiciones en que la muestra ha podido ser medida, es preciso tener en cuenta las absorciones y dispersiones producidas no solo por la propia muestra y los dispositivos de montaje (celofán y cartón) sino también por el aire entre la muestra y el tubo, por la ventana de éste y por las paredes de la envuelta de plomo del contador.

La primera corrección a efectuar en este sentido es la de la dispersión y absorción producidas por la misma muestra utilizada. Este problema ha sido estudiado por Broda y colaboradores (54) y por Engelkemeir y otros (55). Estos últimos partieron de isótopos exentos de portador y estudiaron el efecto obtenido al agregar cantidades crecientes de éste. Sus resultados muestran la gran importancia de la energía de la radiación β desprendida. En el caso de energías bajas, hasta 0,40 Mev. la atenuación es muy grande, mientras que para energías superiores los resultados son prácticamente independientes del peso de la muestra.

Ya que en estos ensayos las muestras estaban colocadas sobre una pequeña lámina de cartulina, los resultados incluyen también la dispersión producida por ésta (backscattering). En general, esta última corrección, es menor importante que la anterior ya que para el espesor de cartulina utilizado, los resultados de Engelkemeir y otros (56) en un estudio acerca de esta dispersión, dan valores de corrección muy próximos a la unidad.

La corrección de dispersión en la superficie interior de la envuelta, aluminio y lucita, en el contador utilizado, puede ser considerada prácticamente despreciable.(57).

La corrección por absorción en el aire interpuesto entre muestra y contador y en la ventana de éste puede ser calculada, suponiendo que cumple una ecuación del tipo de (3.7), o directamente a partir de una curva de absorción con aluminio. En el primer caso, el espesor medio se halla a partir de la energía máxima de la radiación emitida y en el segundo, se extrapola para un espesor cero los resultados experimentales en que se ha tomado en cuenta el espesor de aire y ventana; el cociente entre el valor extrapolado y el observado da, en este caso, el factor de corrección a emplear.

IV. CALCULOS.

Secciones eficaces.

Una vez hechas las correcciones adecuadas, las actividades obtenidas, suelen ser representadas en un diagrama semilogarítmico en función del tiempo, con el fin de hallar las vidas medias de los isótopos considerados. La actividad que entonces se tiene como base de cálculo para establecer comparaciones es la llamada actividad inicial de medida. Es preciso, sin embargo, considerar que el tiempo transcurrido desde el final del bombardeo y el tiempo de bombardeo influyen sobre el valor de esta cantidad, por lo cual es preciso llegar a un número que no dependa de ellas. Esto se logra calculando lo que se llama actividad de saturación, es decir, la actividad que se lograría con un tiempo de bombardeo muy grande en comparación con la vida media del isótopo.

De la actividad inicial de medida, conocida la vida media, se extrapola gráfica o analíticamente hasta el final del bombardeo, obteniéndose la actividad inicial A^0 , a partir de la cual se calcula inmediatamente la de saturación A^∞

$$A^\infty = \frac{A^0}{1 - e^{-\lambda T}} \quad (4.1)$$

en que λ es la constante de desintegración del isótopo y T el tiempo de bombardeo.

La comparación entre actividades de saturación puede hacerse cuando la intensidad del haz de partículas utilizado en el bombardeo es constante. Es decir, que mientras las obtenidas en un mismo bombardeo, pueden ser comparadas entre sí las producidas en bombardeos distintos no pueden ser correlacionadas a menos se disponga de las citadas intensidades. Únicamente empleando relaciones entre actividades de saturación se obvia esta dificultad, si bien a costa de perder la medida de magnitudes absolutas.

Un método corriente^{mente} utilizado cuando se presentan dificultades de este tipo es comparar los resultados con los de una reacción conocida. La reacción utilizada fué $\text{Al}^{27}(\text{p}; 3\text{p}, \text{n})\text{Na}^{24}$, de la que se conoce la variación de la sección eficaz con la energía hasta 350 Mev (58), fig.4.1. Experiencias realizadas por L. Marquez (59) en el ciclotrón de Chicago para la misma reacción a 450 Mev demostraron que la sección eficaz sigue siendo constante (valor obtenido 10.8 ± 0.5 mb).

La relación entre la actividad de saturación y la sección eficaz viene dada por

$$A^{\infty} = I n \sigma \quad (4.2)$$

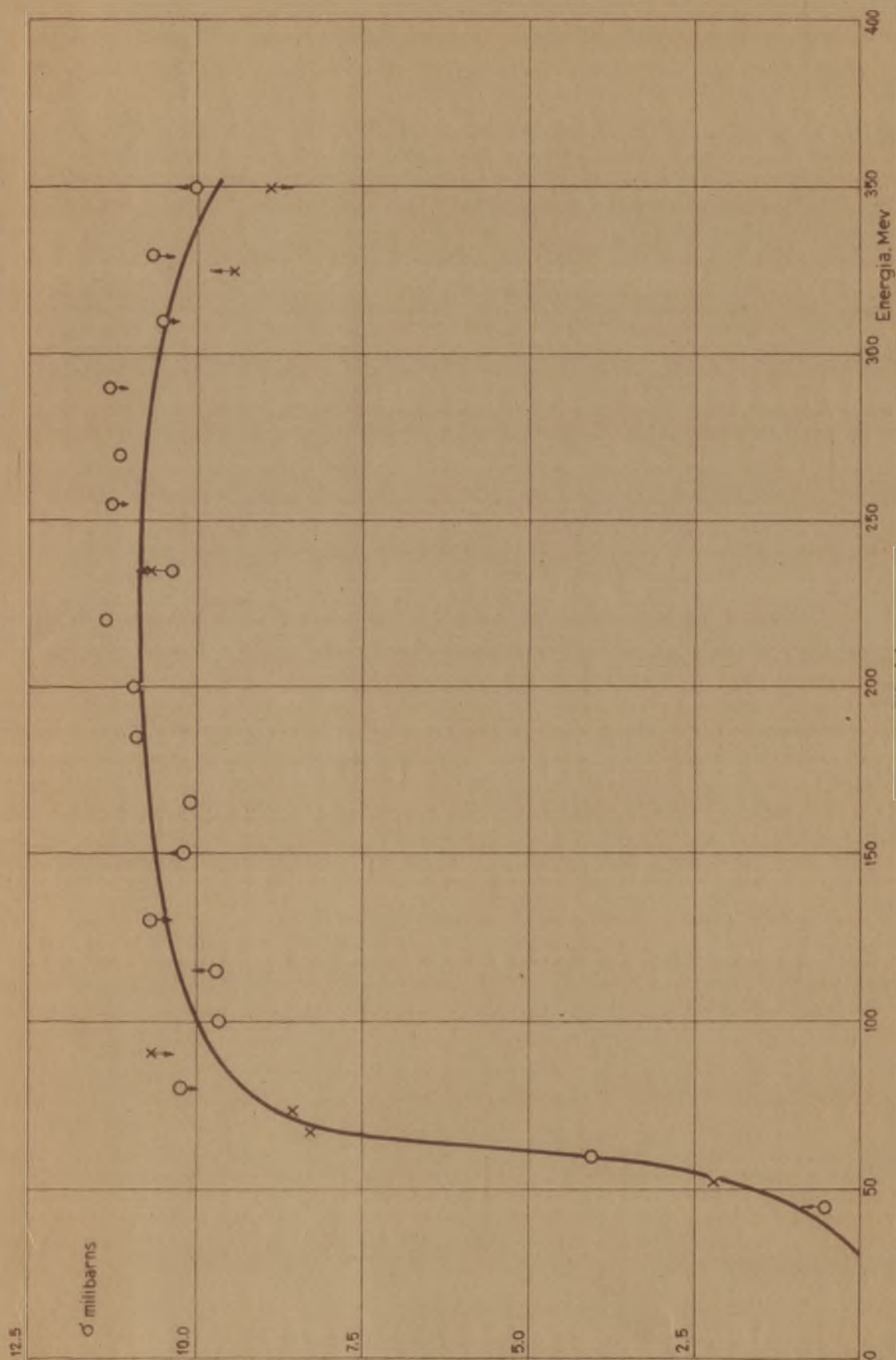


Fig. 4.1
CURVA DE EXCITACION DE LA
REACCION $\text{Al}^{27}(p, 3p, n)\text{Na}^{24}$

en que I es la intensidad del rayo de partículas y n el número de átomos de blanco.

Para llegar a una fórmula que dé una relación entre las secciones eficaces del Na^{24} y del isótopo de que se trate, es preciso aplicar la ecuación (4.2) a ambos. Así, se tiene

$$A_{\text{Na}^{24}}^{\infty} = I n_{\text{Al}} \sigma_{\text{Na}^{24}}$$

$$A_B^{\infty} = I n_B \sigma$$

de donde,

$$\sigma = \sigma_{\text{Na}^{24}} \frac{n_{\text{Al}}}{n_B} \frac{A_B^{\infty}}{A_{\text{Na}^{24}}^{\infty}} \quad (4.3)$$

Una relación aproximada puede ser obtenida considerando que λT tiene un valor relativamente pequeño. Expandiendo en series de M_C Laurin para $\lambda T = 0$, se obtiene

$$e^{-\lambda T} = 1 - \lambda T + \frac{(\lambda T)^2}{2!} - \frac{(\lambda T)^3}{3!} + \dots$$

en que solamente los dos primeros términos tienen importancia. Con ello, las actividades de saturación pueden ser definidas como

$$A^{\infty} = \frac{A_0}{\lambda T} \quad (4.4)$$

Estableciendo relaciones para las actividades iniciales se tiene

$$A_{\text{Na}^{24}}^0 = A_{\text{Na}^{24}}^{\infty} \lambda_{\text{Na}^{24}} T \quad (4.5a)$$

$$A_B^0 = A_B^\infty \lambda T \quad (4.5b)$$

y substituyendo los valores de A^∞ y λ , se llega a

$$A_{Na^{24}}^0 = I n_{Al} \sigma_{Na^{24}} \frac{\ln 2}{t_{1/2}(Na^{24})} T \quad (4.6a)$$

$$A^0 = I n_B \frac{\ln 2}{t_{1/2}} T \quad (4.6b)$$

con lo que

$$\sigma = \sigma_{Na^{24}} \frac{n_{Al}}{n_B} \frac{A_B^0 \cdot t_{1/2}}{A_{Na^{24}}^0 \cdot t_{1/2}(Na^{24})} \quad (4.7)$$

que puede ser igualmente deducida de (4.3) substituyendo en ella los valores dados en (4.5).

Dado que el número de átomos viene dado por

$$n = \frac{W}{M} N \quad (4.8)$$

en que W es el peso en g. M el peso atómico del elemento considerado y N el número de Avogadro, las ecuaciones (4.3) y (4.7) pueden ser transformadas en

$$\sigma = \sigma_{Na^{24}} \frac{w_{Al}}{26,97 w_B} \frac{209}{A_{Na^{24}}^\infty} \frac{A_B^\infty}{A_{Na^{24}}^\infty} \quad (4.9a)$$

y

$$\sigma = \sigma_{Na^{24}} \frac{209}{26,97} \frac{w_{Al}}{w_B} \frac{t_{1/2}}{t_{1/2}(Na^{24})} \frac{A_B^0}{A_{Na^{24}}^0} \quad (4.9b)$$

Las actividades de saturación correspondientes a los

isótopos tratados han sido siempre referidas a 1 gr de Bismuto y de aquí que estas ecuaciones puedan ser simplificadas a:

$$\sigma = 7,76 \quad \sigma_{\text{Na}^{24}} \quad w_{\text{Al}} \quad \frac{A_B^\infty}{A_{\text{Na}^{24}}^\infty} \quad (4.10a)$$

$$\sigma = 7,76 \quad \sigma_{\text{Na}^{24}} \quad w_{\text{Al}} \quad \frac{t_{\frac{1}{2}}}{t_{\frac{1}{2}}(\text{Na}^{24})} \quad \frac{A_B^0}{A_{\text{Na}^{24}}^0} \quad (4.10b)$$

En muchos bombardeos, la sección eficaz del Na^{24} es constante y puede suponerse igual a 10 mb. Con ello las ecuaciones anteriores se transforman en:

$$\sigma = 0,0776 \quad w_{\text{Al}} \quad \frac{A_B^\infty}{A_{\text{Na}^{24}}^\infty} \quad (4.11a)$$

$$\sigma = 0,0776 \quad w_{\text{Al}} \quad \frac{t_{\frac{1}{2}}}{t_{\frac{1}{2}}(\text{Na}^{24})} \quad \frac{A_B^0}{A_{\text{Na}^{24}}^0} \quad (4.11b)$$

Otro método se basa en hallar la actividad correspondiente a la mitad del tiempo de bombardeo y a partir de ella, dividiendo por λT , hallar la actividad de saturación. Es decir,

$$A^\infty = \frac{A^1}{\lambda T} \quad (4.12)$$

Substituyendo A^1 por su valor calculado de A^0 , se tiene

$$A^\infty = \frac{A^0 e^{\frac{\lambda T}{2}}}{\lambda T} \quad \text{y poniendo en lugar de}$$

$e^{\frac{\lambda T}{2}}$ los dos primeros términos de su expansión en serie

$$A^{\infty} = \frac{A_0}{\lambda T} \left(1 + \frac{\lambda T}{2} \right).$$

Recordando que $\frac{\lambda T}{2}$ es muy pequeño, se puede escribir

$$A^{\infty} = \frac{A_0}{\lambda T \left(1 - \frac{\lambda T}{2} \right)} = \frac{A_0}{\lambda T - \frac{(\lambda T)^2}{2}} \quad (4.13)$$

que es exactamente lo que resulta cuando en (4.1) se toman los tres primeros términos de la expansión de $e^{-\lambda T}$.

Con la actividad de saturación así hallada se calculan las secciones eficaces por el método dado anteriormente. Si se desea una mayor exactitud, las secciones eficaces así obtenidas se corrigen multiplicándolas por un factor que depende de cociente tiempo de bombardeo/vida media y que es la relación entre la verdadera sección eficaz y la sección eficaz obtenida para la actividad a la mitad de la irradiación.

Si se designa por σ la sección eficaz verdadera y por σ_m la obtenida por este método, vendrán expresadas respectivamente por

$$\sigma = \frac{A_0}{1 - e^{-\lambda T}} \quad \text{y} \quad \sigma_m = \frac{A_0 e^{\frac{\lambda T}{2}}}{\lambda T}$$

DE DONDE

$$\frac{\sigma}{\sigma_m} = \frac{\lambda T}{(1 - e^{-\lambda T}) e^{\frac{\lambda T}{2}}} = \frac{\lambda T}{e^{\frac{\lambda T}{2}} - e^{-\frac{\lambda T}{2}}} \quad (4.14)$$

En la Tabla 4.1 se dan valores de $\frac{\sigma}{\sigma_m}$ en función de $T/T_{1/2}$. Puede verse que cuando la duración del bombardeo es hasta la mitad de la vida media del isótopo considerado, no hay necesidad de utilizar la

T A B L A 4.1

σ/σ_m	1,000	0,995	0,980	0,956	0,924	0,885	0,840	0,791	0,739
$T/T_{1/2}$	0	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0

fórmula exacta ya que el error es menor del 0,5%.

Correcciones por crecimiento de núcleos hijos.-

Las actividades encontradas en muchos de los isótopos producidos en la fisión se componen de dos partes, una, obtenida directamente por dicha escisión, y otra, por desintegración del núcleo padre. En algunos casos interesa conocer exactamente estas fracciones para lo que hay que tener en cuenta dichas relaciones genéticas.

Sean A^0 y A^∞ las actividades, inicial y de saturación, del núcleo padre y $A^{0'}$ y $A^{\infty'}$ las correspondientes

del hijo. Suponiendo que ambas se producen independientemente en el proceso de fisión, se tendrá que:

$$A^{\infty} = \sigma I n$$

$$A^{\infty'} = \sigma' I n$$

de donde,

$$\frac{A^{\infty}}{A^{\infty'}} = \frac{\sigma}{\sigma'} = \frac{y}{y'} \quad (4.15)$$

en que y e y' son los respectivos rendimientos.

La ecuación (4.15) puede escribirse también

$$\frac{y}{y'} = \frac{A^0 (1 - e^{-\lambda' T})}{A^{0'} (1 - e^{-\lambda T})} \quad \text{o} \quad \frac{A^0}{A^{0'}} = \frac{y}{y'} \frac{(1 - e^{-\lambda T})}{(1 - e^{-\lambda' T})} \quad (4.16)$$

La actividad procedente del núcleo padre, viene dada (60) por:

$$(A^0)'_t = \frac{\lambda'}{\lambda' - \lambda} A_0 (e^{-\lambda t} - e^{-\lambda' t}) \quad (4.17)$$

En (4.16) y (4.17), λ y λ' son las constantes de desintegración del núcleo padre y del hijo, respectivamente.

Por consiguiente, la relación entre la actividad producida directamente y la obtenida por desintegración es:

$$\frac{\text{(Por desintegración)}}{\text{(Directamente)}} = \frac{\frac{\lambda'}{\lambda' - \lambda} A^0 (e^{-\lambda t} - e^{-\lambda' t})}{A^{0'} e^{-\lambda' t}} =$$

$$= \frac{\lambda'}{\lambda' - \lambda} \frac{y}{y'} \frac{(1 - e^{-\lambda T})}{(1 - e^{-\lambda' T})} \left[e^{-(\lambda - \lambda')t} - 1 \right] \quad (4.18)$$

en que t es el tiempo transcurrido desde el final del bombardeo hasta el momento de la separación del núcleo hijo. Debe hacerse notar que para llegar a esta relación es preciso conocer previamente los rendimientos, o al menos su cociente, de padre e hijo en la fisión.

En todas las anteriores ecuaciones se ha supuesto que la eficacia del contador frente a los distintos isótopos es la misma, lo que para emisores β está de acuerdo con la experiencia.

Cuando no se conoce previamente la relación de los rendimientos de los núcleos padre e hijo, se puede hallar el valor de la actividad del núcleo padre si se conoce la actividad de la muestra para un tiempo en que se ha llegado al estado estacionario en el crecimiento del núcleo hijo. Las actividades para los núcleos padre e hijo, después de un tiempo t_1 contado a partir de la separación del núcleo padre, vienen dadas respectivamente por

$$A_1 = A'_0 e^{-\lambda_1 t_1}$$

$$y \quad A_2 = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} A'_0 (e^{-\lambda_1 t_1} - e^{-\lambda_2 t_1})$$

con lo cual, la actividad total será

$$A_{\text{total}} = A_0' e^{-\lambda_1 t_1} + \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} A_0' (e^{-\lambda_1 t_1} - e^{-\lambda_2 t_1}) \quad (4.19)$$

En bastantes casos, $\lambda_2 \gg \lambda_1$, es decir, que el núcleo hijo tiene una vida media muchos más corta que la del padre. Entonces, $e^{-\lambda_2 t_1}$ es despreciable frente a $e^{-\lambda_1 t_1}$ y como $A_0 = A_0' e^{-\lambda_1 t_1}$

$$A_{\text{total}} = A_0 + \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} A_0 \quad (4.20)$$

En esta relación, a partir de la cual se puede hallar fácilmente la actividad de saturación y la sección eficaz, solo es necesario tener en cuenta las diferentes características de la radiación emitada por ambos núcleos, efectuando las necesarias correcciones por absorción y dispersión.

Si se ha determinado independientemente la sección eficaz del núcleo hijo, es posible entonces hallar la relación entre los rendimientos de estos dos isótopos en la cadena de desintegración.

A veces es posible obtener las actividades de dos isótopos que se presentan juntos a partir de curvas de absorción medidas en tiempos distintos. Esto se aplica especialmente al caso en que uno de los isótopos tiene

una vida media muy larga y las energías de las radiaciones emitidas por ambos isótopos son muy diferentes.

Para ello, se descomponen por el método de Feather (30) las curvas de absorción obtenidas y a partir de las intensidades así obtenidas, se calcula con las correcciones de tiempo, absorción y dispersión necesarias, las actividades de saturación y por tanto, las secciones eficaces de los dos isótopos. Un ejemplo concreto de este tipo de cálculo se aplica a la mezcla de Ru^{103} y Ru^{106} .

A partir de las secciones eficaces determinadas para cada uno de los isótopos, es posible calcular la sección eficaz total de fisión, con ayuda de la gráfica secciones eficaces - número másico. Es aquí necesario distinguir aquellas secciones eficaces que representan el rendimiento total de fisión de una cadena de desintegración de aquellas otras que solo dan rendimientos independientes. La curva citada deberá ser trazada de modo que pase por todos aquellos puntos que representen la sección eficaz total de la cadena, con lo cual muchos de los puntos quedarán debajo de la curva. El área comprendida por la curva, dará, evidentemente, la sección eficaz total de fisión. Ahora bien, es preciso tener en cuenta que en la fisión se producen dos fragmentos, de modo que el resultado obtenido representa un 200% del valor total. El resultado, por tanto, será la mitad del número hallado.

Una vez determinada la sección eficaz total, el rendimiento se calcula sin más que tener en cuenta que

$$\frac{\sigma_i}{\sum \sigma_i} = y_i \quad (4.21)$$

con lo cual se puede calcular el rendimiento total de la fisión, ya que

$$Y = \sum y_i \quad (4.22)$$

V. RESULTADOS EXPERIMENTALES

El número total de bombardeos realizados fué de 17, de los cuales, los números 3, 5 y 7 fueron realizados sobre oxiclورو de bismuto y el resto sobre bismuto metálico. En todos ellos fué utilizado el rayo de protones obtenido en el sincrociclotrón, excepto en los números 8 y 9 en que se usó deuterones. Las energías a que fueron realizados los bombardeos oscilaron entre 75 Mev y 450 Mev.

El número de elementos determinados no fué el mismo para todos los bombardeos. Algunos de los que a continuación se indican solo fueron separados en alguno o algunos de los bombardeos. Por orden creciente de número atómico, los elementos estudiados son: Cu, As, Br, Rb, Zr, Nb, Ru, Pd, Ag, Cd, In, Sn, Te, I y Ca.

En la Tabla 5.1 figuran los isótopos encontrados y los valores experimentales hallados y los aceptados ordinariamente de sus vidas medias y energía de las radiaciones emitidas.

Elemento	Isótopo	Isótopos Estudiados Vida Media		β^-		β^+		Energía, Mev. γ		K	IT
		Exper.	Biblio.	Exper.	Biblio.	Exper.	Biblio.	Exper.	Biblio.	Exper.	Biblio.
Cu	Cu ⁶¹	3,7h	3,4h	--	--	1,30	1,20	--	--	--	--
	Cu ⁶⁴	12,1h	12,8h	0,60	0,57	--	0,65	γ	1,34	--	--
	Cu ⁶⁷	61,0h	61,0h	0,60	0,60	--	--	--	--	--	--
As	As ⁷⁴	17,6d	17,5d	--	1,3	--	0,9	--	--	--	--
	As ⁷⁶	24,8h	27 h	3,05	3,1;2,5 1,4	--	--	--	0,57;1,2 1,8;2,1	--	--
	As ⁷⁷	42,0h	40 h	0,68	0,7	--	--	--	No	--	--
Br	Br ⁸⁰	4,4h	4,4h	2,1	2,0	--	--	--	--	--m	--
	Br ⁸²	35,5h	35,5h	0,45	0,465	--	--	--	0,54;0,78 1,35; 1,7	--	--
	Br ⁸³	2,3h	2,4h	1,11	1,0-1,4	--	--	--	--	--	--
	Br ⁸⁴	31 m.	30 m.	--	4,5	--	--	--	--	--	--
Rb	Rb ⁸⁶	19d	19d	1,84	1,82 0,74	--	--	--	1,08	--	--
Zr	Zr ⁹⁵	65 d	65 d	1,0	0,39 1,00	--	--	γ	0,73 0,92	--	--
	Zr ⁹⁷	18 h	17,0h	2,5	2,1	--	--	γ	0,8	--	--
Nb	Nb ⁹⁵	89 h	90 h	--	--	--	--	--	0,21	--	--
		34,5d	35 d	0,14	0,146	--	--	--	0,76	--	--
	Nb ⁹⁶	23,5h	23,3h	0,70	0,67	--	--	--	--	--	--
Ru	Ru ¹⁰³	42 d	41 d	0,38	0,35 0,65	--	--	--	0,55	--	--
	Ru ¹⁰⁶	--	1 a	4,0	--	--	--	--	--	--	--
	(Contado a través de 30s Rh ¹⁰⁶)				3,55;2,30	--	--	--	0,5 0,7 1,2	--	--

Elemento	Isótopo	Isótopos Estudiados		β-	β+	Energía, Mev.		γ	K	IT
		Vida Media	Biblio.			Biblio.	Biblio.			
		Exper.	Biblio.	Exper.	Biblio.	Exper.	Biblio.	Exper.	Biblio.	Exper.
Pd	Pd ¹⁰⁰	4,2d	4,0d	--	--	--	--	1,8;0,09	--	--
Pd	Pd ¹⁰³	17 d	17 d	--	--	--	--	--	--	--
	Pd ¹⁰⁹	13,2h	14 h	0,92	0,95	--	--	No	--	--
	Pd ¹¹²	21 h	21 h	0,22	0,2	--	--	No	--	--
Ag	Ag ¹¹¹	7,6d	7,5d	1,06	1,06	--	--	No	--	--
	Ag ¹¹²	3,0h	3,2h	3,54	3,6;2,2	--	--	0,86	--	--
	Ag ¹¹³	5,2h	5,3h	1,3	2,1	--	--	No	--	--
Cd	Cd ¹¹⁵	42 d	43 d	2,0	1,67	--	--	--	--	--
		55 h	55 h	0,66	0,46(60%) 1,1(40%)	--	--	--	--	--
In	In ¹¹¹	2,5d	2,8d	--	--	--	--	0,1;0,2	--	--
	In ¹¹⁴	50 d	50 d	2,05	2,05	--	--	--	--	--
	In ¹¹⁵	4,0h	4,5h	0,9	0,83	--	--	0,34	--	--
Sn	Sn ¹¹⁰	3,6h	4,5h	--	--	--	--	--	--	--
	Sn ¹¹³	104 d	105 d	--	--	--	--	--	--	--
	Sn ¹¹⁷	14 d	14 d	--	--	--	--	--	--	--
Te	Te ¹¹⁸	7,0d	6,0d	--	--	--	--	--	--	Rayos X
	Te ¹²¹	139 d	143 d	--	--	--	--	0,08;0,21	--	--
		17 d	17 d	--	--	--	--	0,61	--	--
I	I ¹²⁴	3,9d	4,0d	--	2,20(51%) 1,50(44%)	--	--	0,6; 1,8	--	--
	I ¹²⁶	13,0d	13,0d	--	0,85(73%) 1,27(27%)	--	--	0,39	--	--
	I ¹²⁸	29 m	25 m	--	2,02	--	--	0,43	--	--
	I ¹³⁰	13,0h	12,5h	--	1,03(60%) 0,61(40%)	--	--	0,4;0,7	--	--
	I ¹³²	2,5h	2,4h	--	0,9(50%) 2,2(50%)	--	--	--	--	--
Cs	Cs ¹²⁹	33 h	31 h	--	--	--	--	0,5	--	Rayos X, K L
	Cs ¹³¹	10,1d	10,2d	--	--	--	--	--	--	K Rayos X.

Las secciones eficaces obtenidas para los distintos elementos estudiados se dan en las Tablas V.2 a V.16, en orden creciente de energías.

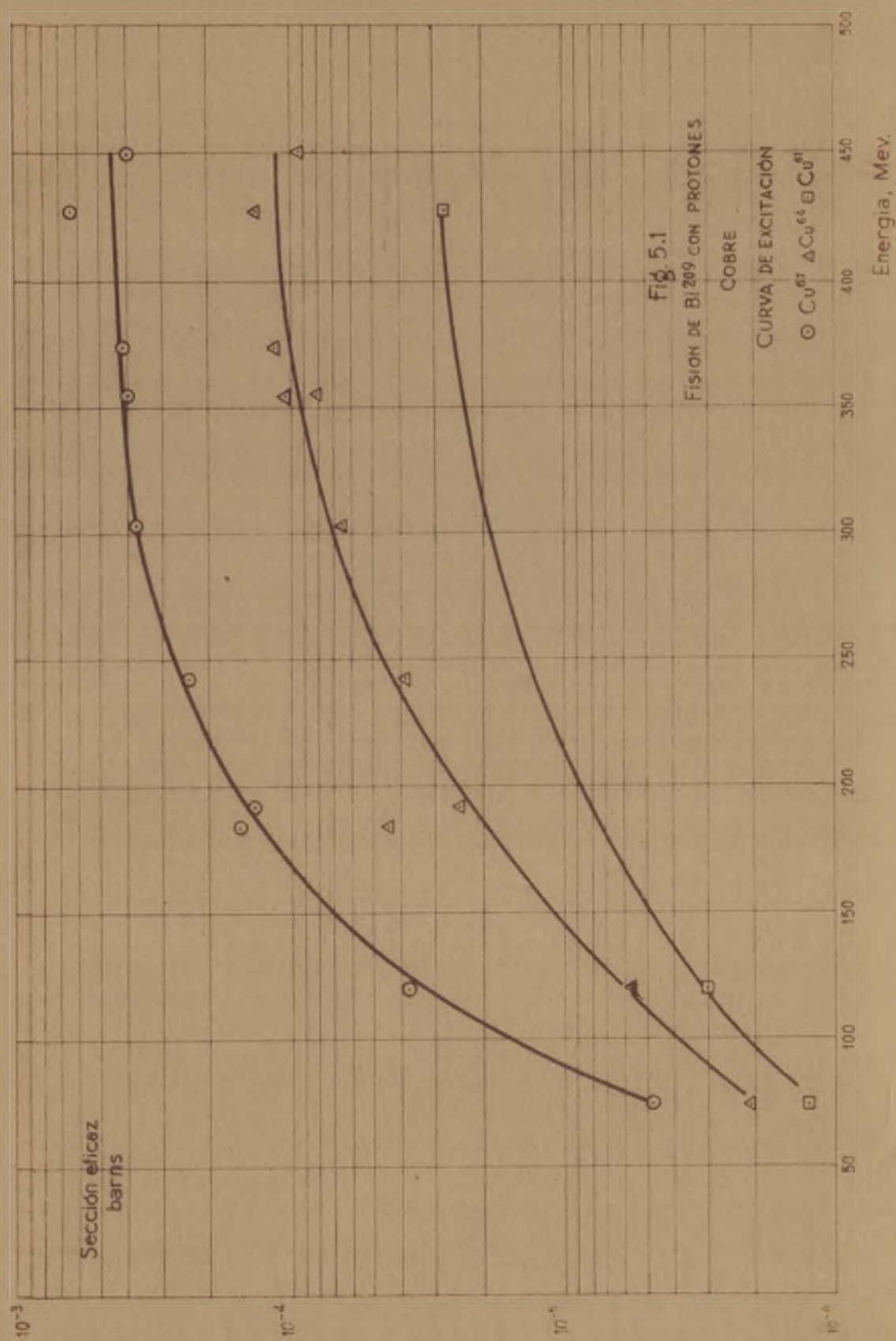
T A B L A V. 2

COBRE

Energía	Secciones eficaces, barns.			
	Cu ⁶³	Cu ⁶⁴	Cu ⁶⁷	
75	$1,30 \times 10^{-6}$	$2,17 \times 10^{-6}$	$4,77 \times 10^{-6}$	(1)
120	$2,99 \times 10^{-6}$	$5,91 \times 10^{-6}$	$3,78 \times 10^{-5}$	
184	---	$4,41 \times 10^{-5}$	$1,54 \times 10^{-4}$	
192	---	$2,45 \times 10^{-5}$	$1,39 \times 10^{-4}$	
242	---	$3,82 \times 10^{-5}$	$2,34 \times 10^{-4}$	
303	---	$6,65 \times 10^{-5}$	$3,66 \times 10^{-4}$	
355	---	$1,07 \times 10^{-4}$	$3,94 \times 10^{-4}$	
	---	$7,99 \times 10^{-5}$	$3,94 \times 10^{-4}$	
373	---	$1,13 \times 10^{-4}$	$4,10 \times 10^{-4}$	
427	$2,86 \times 10^{-5}$	$1,36 \times 10^{-4}$	$6,26 \times 10^{-4}$	
450	---	$9,29 \times 10^{-5}$	$4,06 \times 10^{-4}$	
		$8,96 \times 10^{-5}$	$3,49 \times 10^{-4}$	

En la fig. V.1 están representados los datos correspondientes a esta tabla.

(1) La muestra estaba algo con aminada, como fué evidenciado por la curva de desintegración.

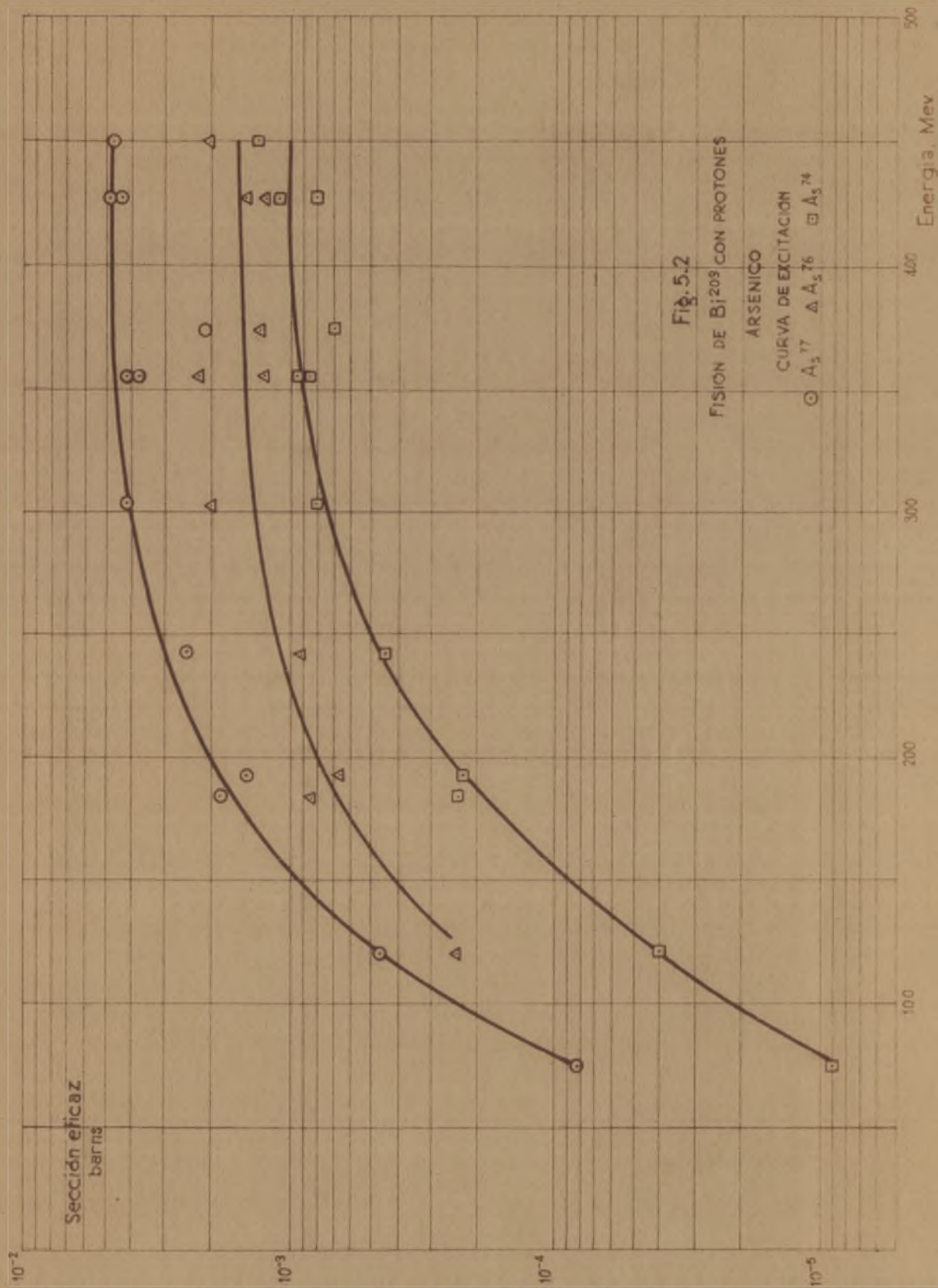


T A B L A V.3

ARSENICO

Energía	Secciones eficaces, barns		
	As ⁷⁴	As ⁷⁶	As ⁷⁷
75	$9,00 \times 10^{-6}$	---	$8,39 \times 10^{-5}$
120	$4,14 \times 10^{-5}$	$2,43 \times 10^{-4}$	$4,65 \times 10^{-4}$
184	$2,33 \times 10^{-4}$	$8,61 \times 10^{-4}$	$1,85 \times 10^{-3}$
192	$2,25 \times 10^{-4}$	$6,61 \times 10^{-4}$	$1,49 \times 10^{-3}$
242	$4,49 \times 10^{-4}$	$9,12 \times 10^{-4}$	$2,51 \times 10^{-3}$
303	$8,20 \times 10^{-4}$	$2,02 \times 10^{-3}$	$4,25 \times 10^{-3}$
355	$8,83 \times 10^{-4}$	$1,29 \times 10^{-3}$	$3,82 \times 10^{-3}$
	$9,48 \times 10^{-4}$	$2,28 \times 10^{-3}$	$4,24 \times 10^{-3}$
373	$6,91 \times 10^{-4}$	$1,32 \times 10^{-3}$	$2,15 \times 10^{-3}$
427	$8,07 \times 10^{-4}$	$1,26 \times 10^{-3}$	$4,49 \times 10^{-3}$
	$1,12 \times 10^{-3}$	$1,49 \times 10^{-3}$	$4,91 \times 10^{-3}$
450	$1,36 \times 10^{-3}$	$2,09 \times 10^{-3}$	$4,76 \times 10^{-3}$

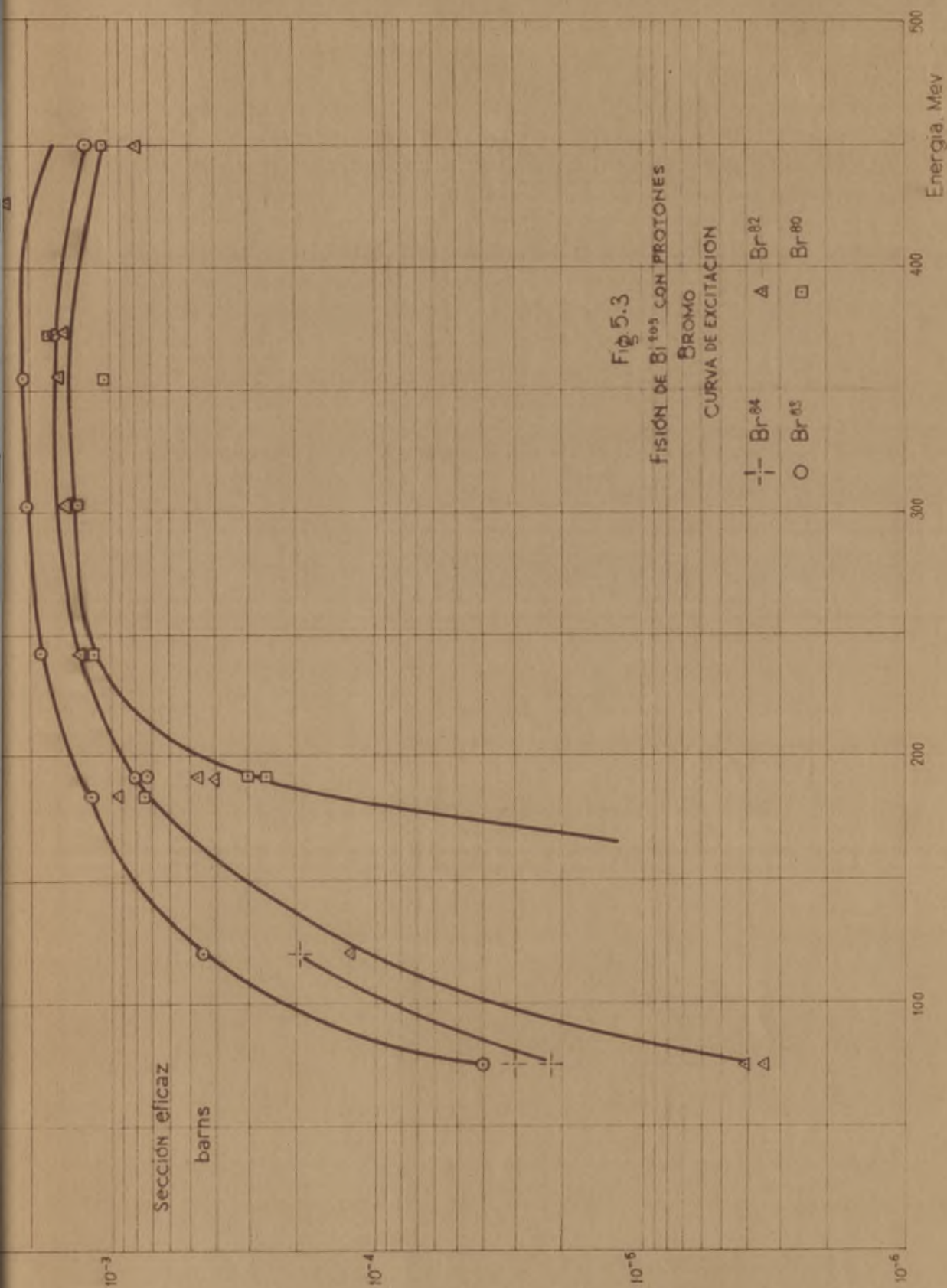
Estos datos están representados gráficamente en la fig. V. 2.



T A B L A V . 4

BROMO				
Secciones eficaces, barns.				
Energía, Mev.	Br ⁸⁰	Br ⁸²	Br ⁸³	
75	---	$4,12 \times 10^{-6}$	$3,88 \times 10^{-5}$	$2,20 \times 10^{-5}$
	---	$3,42 \times 10^{-6}$	$4,04 \times 10^{-5}$	$3,03 \times 10^{-5}$
120	---	$1,25 \times 10^{-4}$	$4,54 \times 10^{-4}$	$1,94 \times 10^{-4}$
184	$7,56 \times 10^{-4}$	$9,30 \times 10^{-4}$	$1,19 \times 10^{-3}$	---
192	$3,01 \times 10^{-4}$	$4,66 \times 10^{-4}$	$8,11 \times 10^{-4}$	---
	$2,50 \times 10^{-4}$	$4,06 \times 10^{-4}$	$7,33 \times 10^{-4}$	---
242	$1,17 \times 10^{-3}$	$1,28 \times 10^{-3}$	$1,81 \times 10^{-3}$	---
303	$1,31 \times 10^{-3}$	$1,42 \times 10^{-3}$	$2,08 \times 10^{-3}$	---
355	$1,04 \times 10^{-3}$	$1,53 \times 10^{-3}$	$2,10 \times 10^{-3}$	---
373	$1,79 \times 10^{-3}$	$1,51 \times 10^{-3}$	$1,57 \times 10^{-3}$	---
427	$3,15 \times 10^{-3}$	$2,46 \times 10^{-3}$	$3,09 \times 10^{-3}$	---
	$2,90 \times 10^{-3}$	$2,36 \times 10^{-3}$	$2,92 \times 10^{-3}$	---
450	$1,07 \times 10^{-3}$	$7,91 \times 10^{-4}$	$1,22 \times 10^{-3}$	---
	$1,02 \times 10^{-3}$	$7,76 \times 10^{-4}$	$1,08 \times 10^{-3}$	---

Gráficamente estos datos están representados en la figura 5.3.



T A B L A V. 5

RUBIDIO

Energía	Secciones eficaces, barns.	
	Rb ⁸⁶	
184	$6,36 \times 10^{-5}$	
242	$5,15 \times 10^{-5}$	
427	$2,04 \times 10^{-4}$	
450	$9,88 \times 10^{-4}$	
	$8,58 \times 10^{-4}$	

T A B L A V. 6

ZIRCONIO

Energía	Secciones eficaces, barns	
	Zr ⁹⁵	Zr ⁹⁷
450	$2,02 \times 10^{-3}$	$5,61 \times 10^{-4}$
	$1,66 \times 10^{-3}$	$4,42 \times 10^{-4}$

T A B L A V. 7

NIOBIO

Secciones eficaces, barns.

Energía	Nb ⁹⁵ (35d)	Nb ⁹⁵ (90h)	Nb ⁹⁶
75	$1,90 \times 10^{-5}$	$1,35_5 \times 10^{-5}$	$2,96 \times 10^{-5}$
120	$1,36 \times 10^{-4}$	$7,89 \times 10^{-5}$	$7,04 \times 10^{-4}$
184	$1,05 \times 10^{-3}$	$5,45 \times 10^{-4}$	$2,78 \times 10^{-3}$
242	$1,16 \times 10^{-3}$	$7,49 \times 10^{-4}$	$3,73 \times 10^{-3}$
303	$1,09 \times 10^{-3}$	$8,57 \times 10^{-4}$	$5,06 \times 10^{-3}$
355	$1,98 \times 10^{-3}$	$7,12 \times 10^{-4}$	$3,30 \times 10^{-3}$
373	$2,69 \times 10^{-3}$	$8,13 \times 10^{-4}$	$4,12 \times 10^{-3}$
450	$1,44 \times 10^{-3}$	$8,30 \times 10^{-4}$	$4,63 \times 10^{-3}$

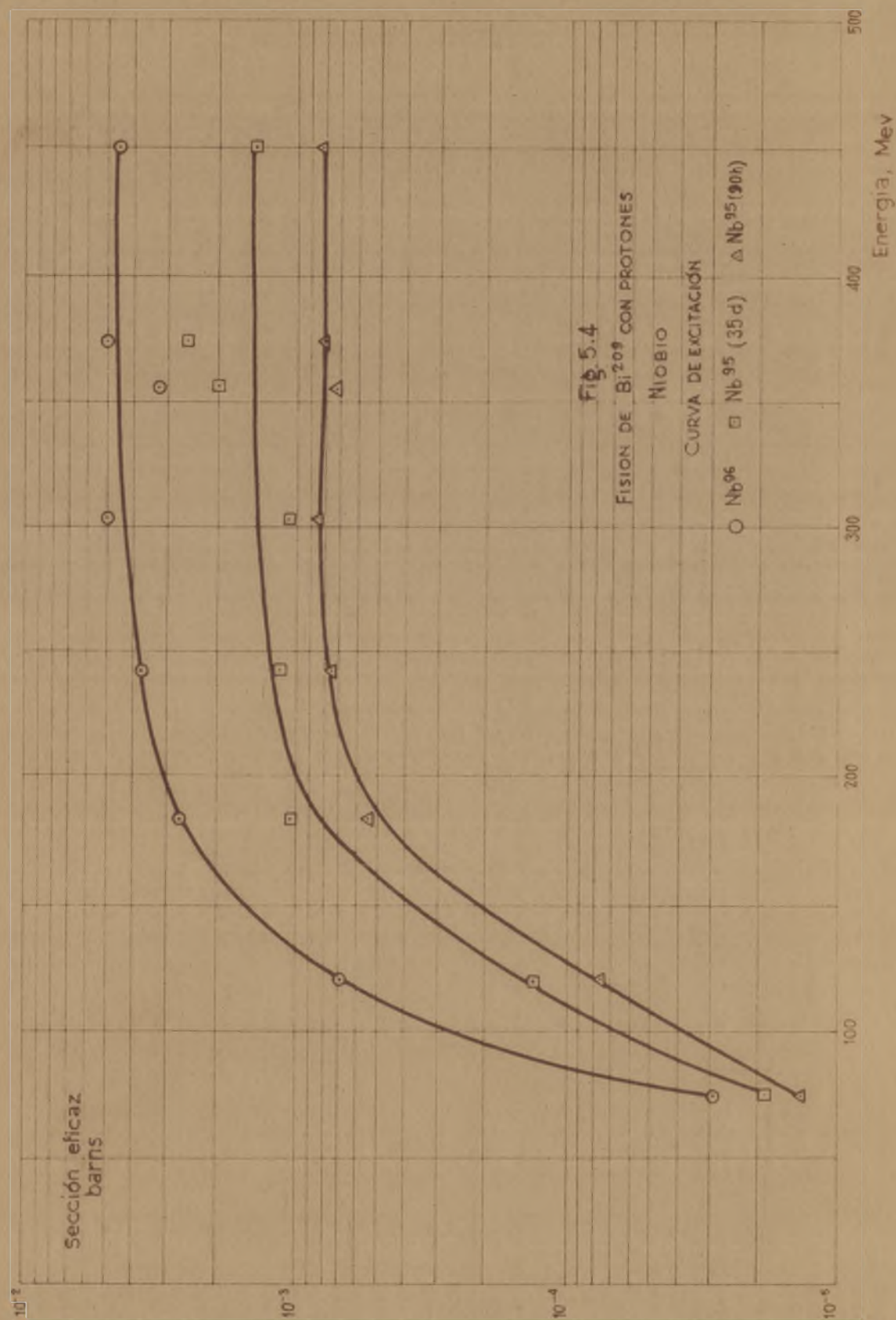
La figura 5.4 representa estos datos.

T A B L A V. 8

RUTENIO

Secciones eficaces, barns.

Energía	Ru ¹⁰³	Ru ¹⁰⁶
450	$3,61 \times 10^{-3}$	$1,57 \times 10^{-3}$
	$4,12 \times 10^{-3}$	$1,54 \times 10^{-3}$



T A B L A V.9

PALADIO

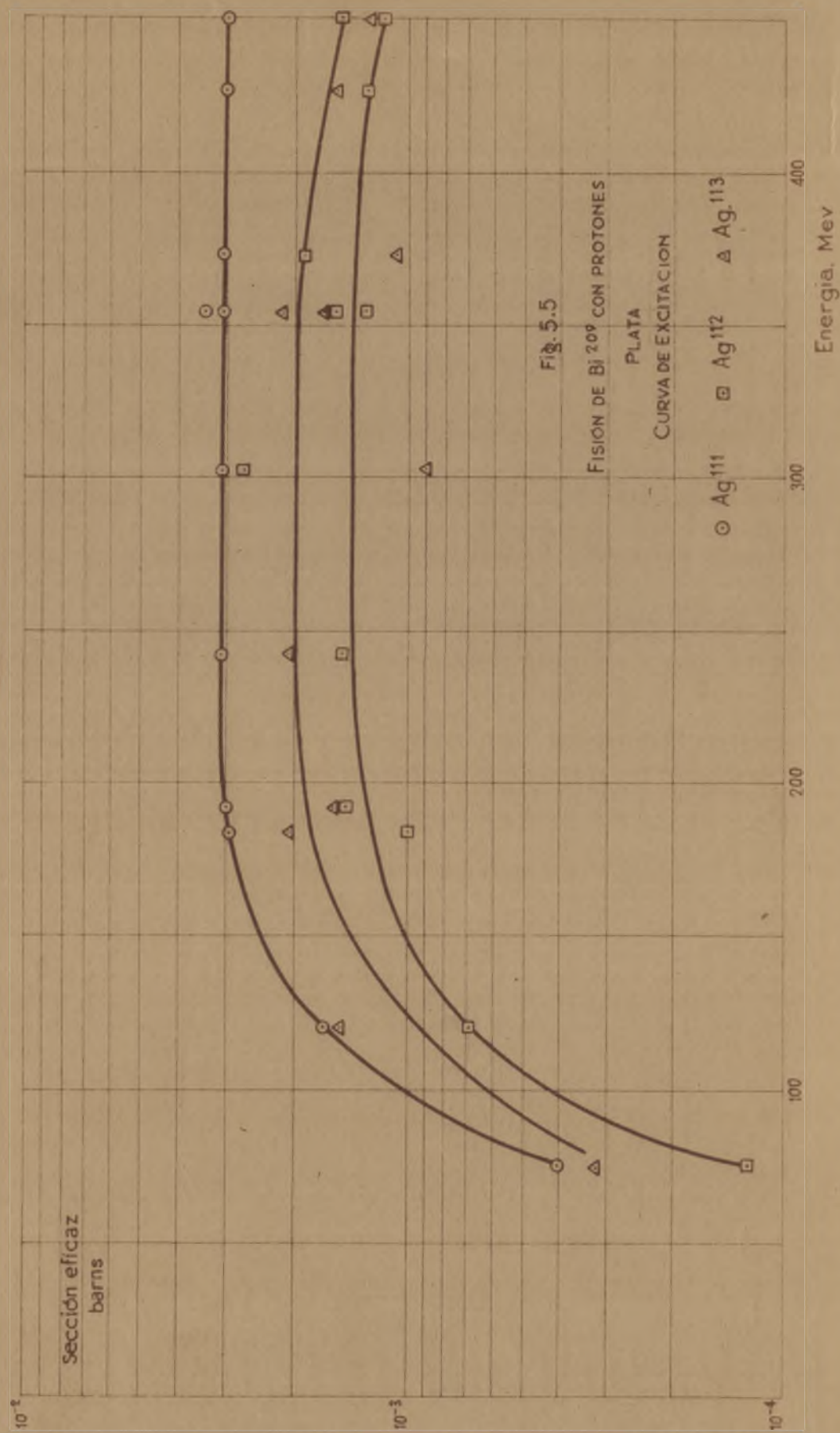
Energía	Secciones eficaces, barns.			
	Pd ¹⁰⁰	Pd ¹⁰³	Pd ¹⁰⁹	Pd ¹¹²
192	$2,04 \times 10^{-5}$	$1,18 \times 10^{-5}$	$5,79 \times 10^{-4}$	$1,44 \times 10^{-4}$
450	$4,77 \times 10^{-6}$	$4,77 \times 10^{-6}$	$1,03 \times 10^{-3}$	$3,18 \times 10^{-4}$

T A B L A V. 10

PLATA

Energía	Secciones eficaces, barns		
	Ag ¹¹¹	Ag ¹¹²	Ag ¹¹³
75	$4,00 \times 10^{-4}$	$1,28 \times 10^{-4}$	$3,22 \times 10^{-4}$
120	$1,65 \times 10^{-3}$	$6,86 \times 10^{-4}$	$1,52 \times 10^{-3}$
184	$2,90 \times 10^{-3}$	$9,86 \times 10^{-4}$	$2,05 \times 10^{-3}$
192	$2,98 \times 10^{-3}$	$1,48 \times 10^{-3}$	$1,54 \times 10^{-3}$
242	$3,10 \times 10^{-3}$	$1,48 \times 10^{-3}$	$2,08 \times 10^{-3}$
303	$3,10 \times 10^{-3}$	$2,70 \times 10^{-3}$	$9,06 \times 10^{-4}$
355	$3,48 \times 10^{-3}$	$1,59 \times 10^{-3}$	$2,17 \times 10^{-3}$
	$3,10 \times 10^{-3}$	$1,30 \times 10^{-3}$	$1,67 \times 10^{-3}$
373	$3,10 \times 10^{-3}$	$1,88 \times 10^{-3}$	$1,10 \times 10^{-3}$
427	$3,00 \times 10^{-3}$	$1,29 \times 10^{-3}$	$1,55 \times 10^{-3}$
	$3,00 \times 10^{-3}$	$1,34 \times 10^{-3}$	$1,26 \times 10^{-3}$
450	$3,01 \times 10^{-3}$	$1,51 \times 10^{-3}$	$1,24 \times 10^{-3}$
	$3,02 \times 10^{-3}$	$1,18 \times 10^{-3}$	$1,27 \times 10^{-3}$

Estos datos se representan gráficamente en la figura



T A B L A V. 11

CADMIO		
Energía, Mev.	Secciones eficaces, barns.	
	Cd ¹¹⁵ (43d)	Cd ¹¹⁵ (56h)
192	$1,91 \times 10^{-5}$	$2,50 \times 10^{-5}$

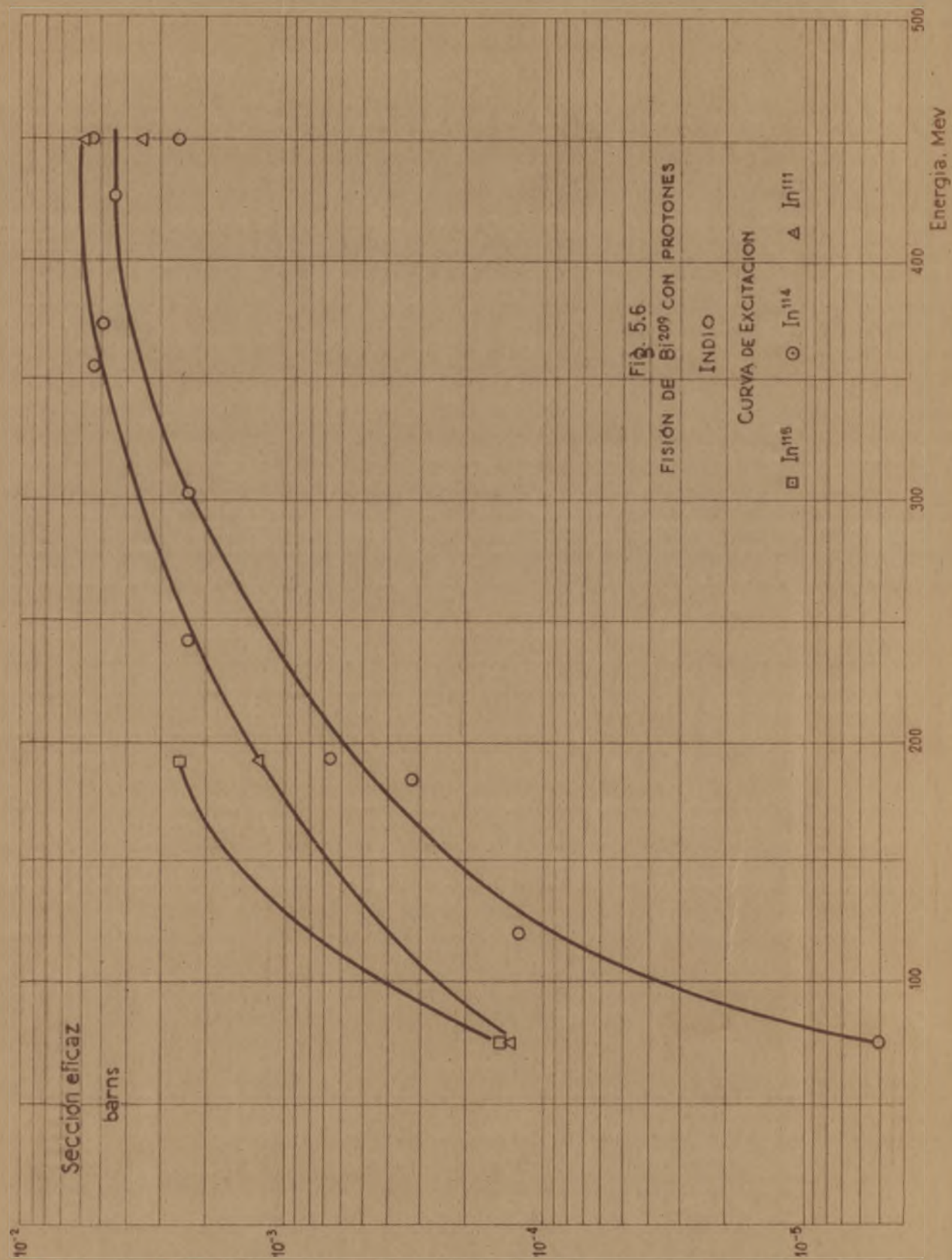
T A B L A V. 12

INDIO			
Energía, Mev	Secciones eficaces, barns		
	In ¹¹¹	In ¹¹⁴	In ¹¹⁵
75	$1,36 \times 10^{-4}$	$5,01 \times 10^{-6}$	$1,42 \times 10^{-4}$
120	---	$1,25 \times 10^{-4}$	---
184	---	$3,20 \times 10^{-4}$	---
192	$1,24 \times 10^{-3}$	$6,74 \times 10^{-4}$	$2,51 \times 10^{-3}$
242	---	$2,35 \times 10^{-3}$	---
303	---	$2,39 \times 10^{-3}$	---
355	---	$5,25 \times 10^{-3}$	---
373	---	$4,90 \times 10^{-3}$	---
427	---	$4,54 \times 10^{-3}$	---
450	$3,51 \times 10^{-3}$	$2,61 \times 10^{-3}$	---
	$5,90 \times 10^{-3}$	$5,60 \times 10^{-3}$	---

En la gráfica V.6 aparecen estos resultados.

T A B L A V. 13

ESTAÑO		
Energía, Mev	Secciones eficaces, barns.	
	Su ¹¹³	Su ¹¹⁷
450	$2,72 \times 10^{-3}$	$3,16 \times 10^{-3}$



T A B L A V. 14

TELURO

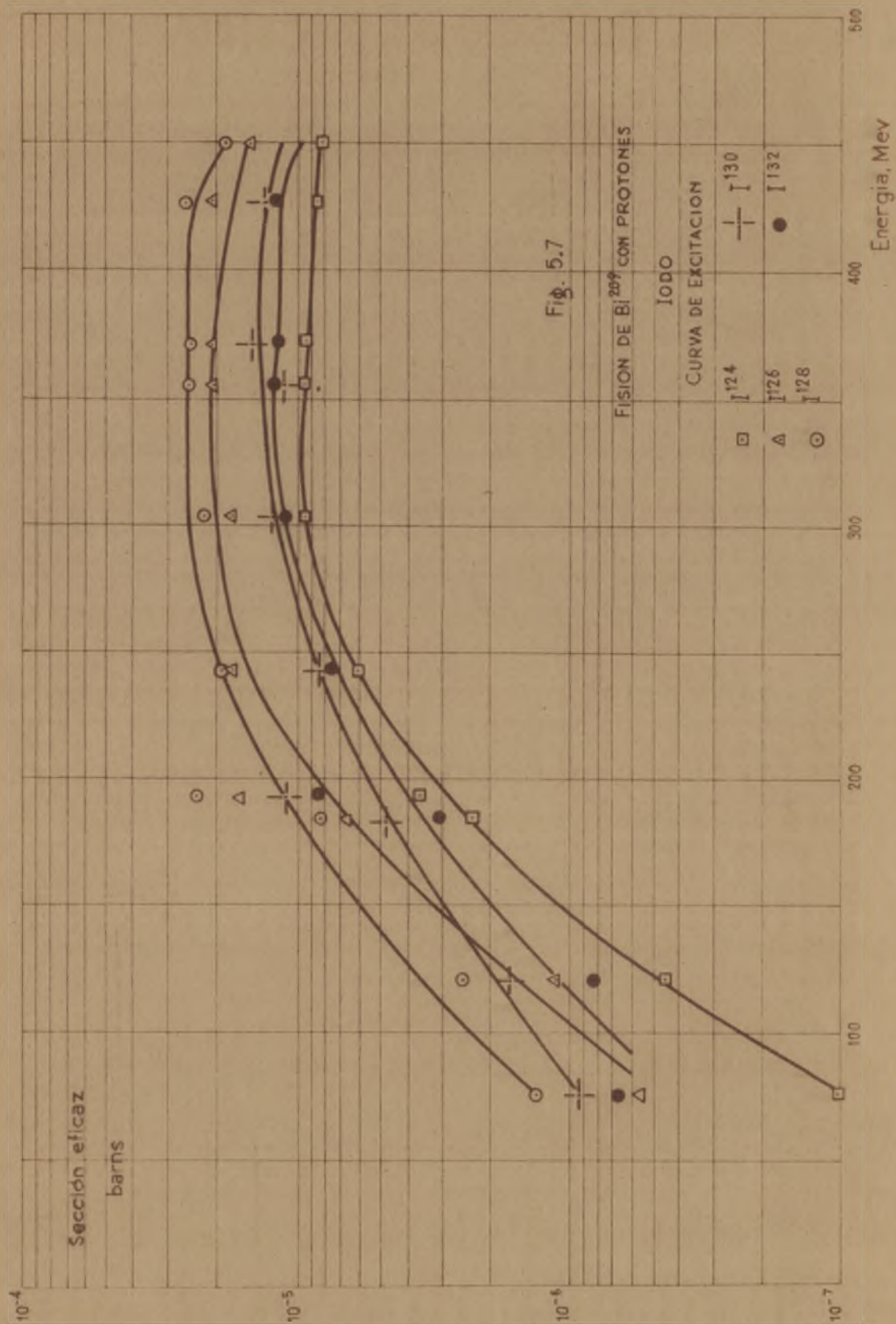
Energía, Mev	Secciones eficaces, barns		
	Te ¹¹⁸	Te ¹²¹ (17 d)	Te ¹²¹ (143d)
450	$2,46 \times 10^{-3}$	$6,96 \times 10^{-3}$	$1,82 \times 10^{-3}$
	$1,68 \times 10^{-3}$	$4,64 \times 10^{-3}$	$1,95 \times 10^{-3}$

T A B L A V. 15

IODO

Energía Mev.	Secciones eficaces, barns				
	I ¹²⁴	I ¹²⁶	I ¹²⁸	I ¹³⁰	I ¹³²
75	$1,02_6 \times 10^{-7}$	$5,66 \times 10^{-7}$	$1,36 \times 10^{-6}$	$9,40 \times 10^{-7}$	$6,77 \times 10^{-7}$
120	$4,60 \times 10^{-7}$	$1,14 \times 10^{-6}$	$2,52 \times 10^{-6}$	$1,69 \times 10^{-6}$	$8,16 \times 10^{-7}$
184	$2,36 \times 10^{-6}$	$6,75 \times 10^{-6}$	$8,39 \times 10^{-6}$	$4,78 \times 10^{-6}$	$3,08 \times 10^{-6}$
192	$3,63 \times 10^{-6}$	$1,62 \times 10^{-5}$	$2,39 \times 10^{-5}$	$1,14 \times 10^{-5}$	$8,50 \times 10^{-6}$
242	$6,09 \times 10^{-6}$	$1,73 \times 10^{-5}$	$1,89 \times 10^{-5}$	$8,31 \times 10^{-6}$	$7,69 \times 10^{-6}$
303	$9,51 \times 10^{-6}$	$1,73 \times 10^{-5}$	$2,21 \times 10^{-5}$	$1,25 \times 10^{-5}$	$1,13 \times 10^{-5}$
355	$9,40 \times 10^{-6}$	$2,04 \times 10^{-5}$	$2,51 \times 10^{-5}$	$1,12 \times 10^{-5}$	$1,17 \times 10^{-5}$
373	$9,23 \times 10^{-6}$	$2,12 \times 10^{-5}$	$2,38 \times 10^{-5}$	$1,43 \times 10^{-5}$	$1,16 \times 10^{-5}$
427	$8,52 \times 10^{-6}$	$2,14 \times 10^{-5}$	$2,49 \times 10^{-5}$	$1,30 \times 10^{-5}$	$1,24 \times 10^{-5}$
450	$8,04 \times 10^{-6}$	$1,45 \times 10^{-5}$	$1,83 \times 10^{-5}$	$8,86 \times 10^{-6}$	$8,39 \times 10^{-6}$

Estos datos están representados en la figura V. 7.



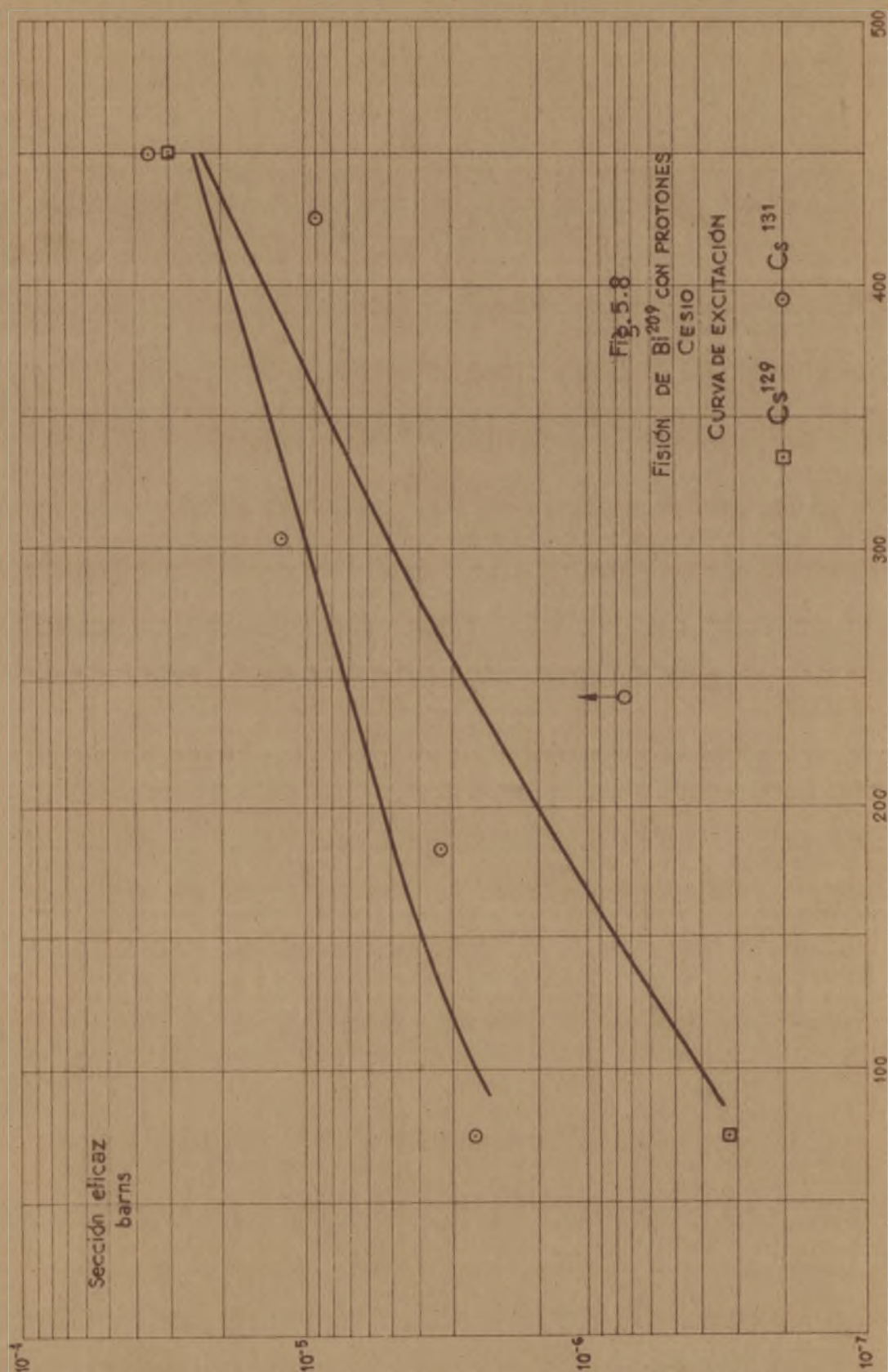
T A B L A V. 16

CESIO		
Energía, Mev.	Sección eficaz, barns. Cs ¹²⁹	Cs ¹³¹
75	$3,23 \times 10^{-7}$	$2,57 \times 10^{-6}$
184	---	$3,31 \times 10^{-6}$
242	---	$7,34 \times 10^{-7}$ (límite inferior
303	---	$1,23 \times 10^{-5}$
427	---	$9,22 \times 10^{-6}$
450	$3,02 \times 10^{-5}$	$3,66 \times 10^{-6}$

En la figura V.8 se presentan estos datos de forma gráfica.

Los datos dados en las tablas V.2 a V.16 expresan lo que suele conocerse con el nombre de curvas de excitación y representan la variación de la sección eficaz con que el isótopo considerado es producido en función de la energía de la partícula incidente.

Todos los valores, están afectados de un error del orden del 10 al 20% por término medio, que en determinados casos es mayor o menor que estos límites. Este margen tan amplio proviene de numerosas causas, de las cuales la más importante es el error estadístico con que vienen afectadas las lecturas en el contador G - M, error que se duplica al



tener que medir el isótopo de que se trate y el isótopo de referencia (Na^{24} en algunos casos y Ag^{111} en otros). Por esta causa, los errores son mayores en el caso de los isótopos de vida media corta ya que entonces el tiempo empleado en la lectura es menor (véase fig. 3.7). Otra causa importante de error, que afecta singularmente cuando hay varios isótopos presentes y más aún si son de vidas medias análogas, es la forma en que ha de descomponerse la curva total de desintegración en las distintas curvas parciales. El método ordinario gráfico empleando papel semilogarítmico no permite una buena precisión en la determinación de la actividad inicial.

Casi todos los datos presentados provienen de una determinación duplicada de la muestra. Solamente en aquellos casos en que los resultados se salían fuera de este intervalo de errores se han dado los distintos números obtenidos.

Solamente se han representado gráficamente aquellos casos en que el número de datos es suficiente para poder trazar la curva de excitación.

En todos los casos se observa un aumento de la sección eficaz en comparación de la obtenida a energías bajas cuando la energía aumenta. Este aumento tiene lugar hasta una cierta energía, aproximadamente 250 Mev, a partir de la cual la sección eficaz se mantiene proxinamente constante. Parece existir, sin embargo, para energías del orden de 450 Mev

una tendencia a que la sección eficaz disminuya como se observa en algunas de las curvas dadas.

Esto está de acuerdo con las ideas de Serber, expuestas anteriormente (28). A medida que se aumenta la energía de la partícula incidente, tanto más se favorece la emisión de neutrones que debe preceder a la fisión y de aquí que la sección eficaz aumente. Ahora bien, cuando la energía llega a un cierto valor, comienza a intervenir la transparencia del núcleo y ambos mecanismos pueden equilibrarse dando lugar a la parte recta de la curva de excitación. Siguiendo aumentando la energía es posible también que la transparencia del núcleo se haga más importante y de ahí que la sección eficaz pueda disminuir. Sería, pues, interesante extender las medidas a energías superiores a los 450 Mev. para comprobar que esto realmente ocurre.

Es interesante mencionar aquí que en el caso del bromo, a energías bajas, están presentes los isótopos Br^{82} , Br^{83} y Br^{84} , mientras que a energías superiores a los 175 Mev los isótopos que aparecen son Br^{80} , Br^{82} y Br^{83} . Esta es una indicación de que en la fisión a energías bajas, el tiempo en que se produce el fenómeno es ligeramente mayor que a energías elevadas, permitiendo que se produzcan isótopos más alejados de la línea de estabilidad. Esto equivale, en otras palabras a decir que a energías bajas es probable que se mantenga el mecanismo del núcleo compuesto, del que se habló al tratar de la fisión del U con neutrones térmicos.

Relación entre isótopos.

Con el fin de conocer más exactamente el mecanismo de la fisión, es preciso llegar a conocer cómo varían entre sí las secciones eficaces o rendimientos de los isótopos obtenidos de un mismo elemento. Evidentemente, un estudio así nos dirá qué isótopo se produce con mayor probabilidad o bien si hay una variación con la energía.

Con este fin se ha tomado como patrón en cada caso, aquel isótopo obtenido con mayor exactitud, prácticamente el de vida media más larga, y se han calculado y representado gráficamente las relaciones de las distintas secciones eficaces del resto de los isótopos con respecto a éste.

En el caso del cobre se ha considerado como isótopo patrón el Cu^{67} . Las relaciones obtenidas se dan en la tabla V.17.

T A B L A V. 17

COBRE			
Energía MeV	Relaciones entre secciones eficaces.		
	$\text{Cu}^{61}/\text{Cu}^{67}$	$\text{Cu}^{64}/\text{Cu}^{67}$	
75	0,27	0,45	Contaminación
120	0,079	0,156	
134	--	0,285	
192	--	0,175	

Energía Mev	Relaciones entre secciones eficaces	
	$\text{Cu}^{61}/\text{Cu}^{67}$	$\text{Cu}^{64}/\text{Cu}^{67}$
242	---	0,163
303	---	0,181
355	---	0,269
		0,202
373	---	0,277
427	0,045	0,217
450	---	0,228
		0,256

En la fig. V.9 se dan estos resultados. No se consideran los resultados obtenidos a 75 Mev.

As^{74} es el isótopo utilizado para comparar los resultados. Los resultados se dan a continuación en la Tabla V. 18 y se representan gráficamente en la figura V.10.

T A B L A V. 18

ARSENICO

Energía Mev.	Relaciones entre secciones eficaces.	
	$\text{As}^{76}/\text{As}^{74}$	$\text{As}^{77}/\text{As}^{74}$
75	---	9,32
120	5,87	11,23
184	3,68	7,95
192	2,94	6,62
242	2,03	5,60

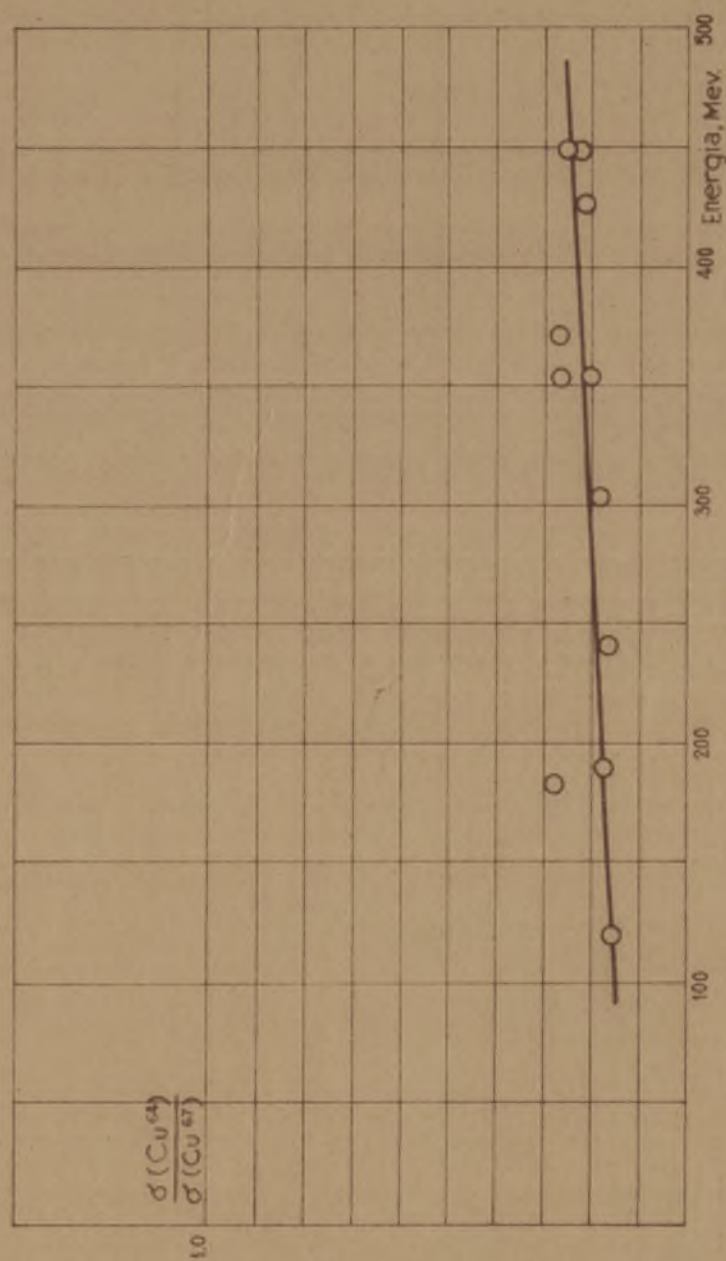


Fig. 5.9

FISIÓN DE Bi^{209} CON PROTONES
CORRE

Relaciones entre las secciones eficaces de los isótopos. Variación con la energía.

Energía Mev.	Relaciones entre secciones eficaces	
	$\text{As}^{76}/\text{As}^{74}$	$\text{As}^{77}/\text{As}^{74}$
303	2,46	5,19
355	1,46	4,33
	2,40	4,47
373	1,91	3,11
427	1,56	5,55
	1,33	4,39
450	1,54	3,50

Para el bromo se ha considerado como isótopo comparador el Br^{82} . Las relaciones obtenidas se dan en la Tabla V.19 y en la figura V.11.

T A B L A V. 19.

BROMO			
Energía Mev.	Relación entre secciones eficaces		
	$\text{Br}^{80}/\text{Br}^{82}$	$\text{Br}^{83}/\text{Br}^{82}$	$\text{Br}^{84}/\text{Br}^{82}$
75	---	9,41	5,34
	---	11,80	8,85
120	---	3,64	1,56
184	0,81	1,28	---
192	0,64	1,74	---
	0,64	1,80	---
242	0,91	1,41	---

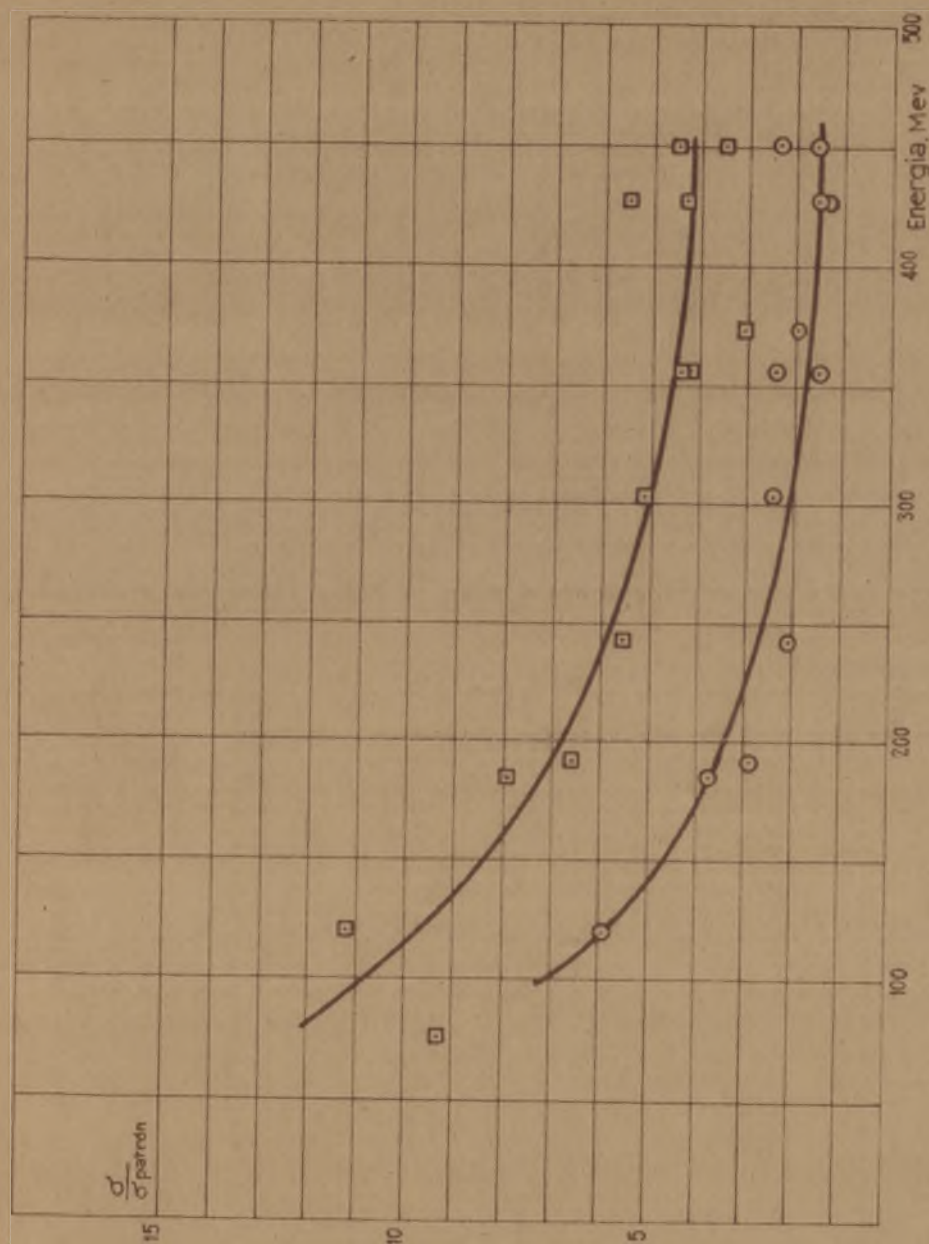


Fig 5.10

FISIÓN DE Bi^{209} CON PROTONES

ARSENICO

Relaciones entre las secciones eficaces de los isótopos. Variación con la energía.

Energía Mev.	Relación entre secciones eficaces		
	$\text{Br}^{80}/\text{Br}^{82}$	$\text{Br}^{83}/\text{Br}^{82}$	$\text{Br}^{84}/\text{Br}^{82}$
303	0,92	1,46	---
355	0,68	1,37	---
373	1,18	1,04	---
427	1,28	1,25	---
	1,23	1,24	---
450	1,35	1,54	---
	1,32	1,39	---

En el niobio se ha considerado como patrón el Nb^{95} (35d). Los resultados se dan en la Tabla V.20 y en la figura V.12, en que solamente se ha representado la relación entre los estados isoméricos de Nb^{95} , ya que los de Nb^{96} son erráticos.

T A B L A V. 20

NIOBIO		
Energía	Relación entre reacciones eficaces	
	$\text{Nb}^{95}(90h)/\text{Nb}^{95}(35d)$	$\text{Nb}^{96}/\text{Nb}^{95}(35d)$
75	0,71	1,56
120	0,58	5,16
184	0,52	2,64
242	0,64	3,21
303	0,78	4,64
355	0,36	1,67
373	0,30	1,53
450	0,57	3,21

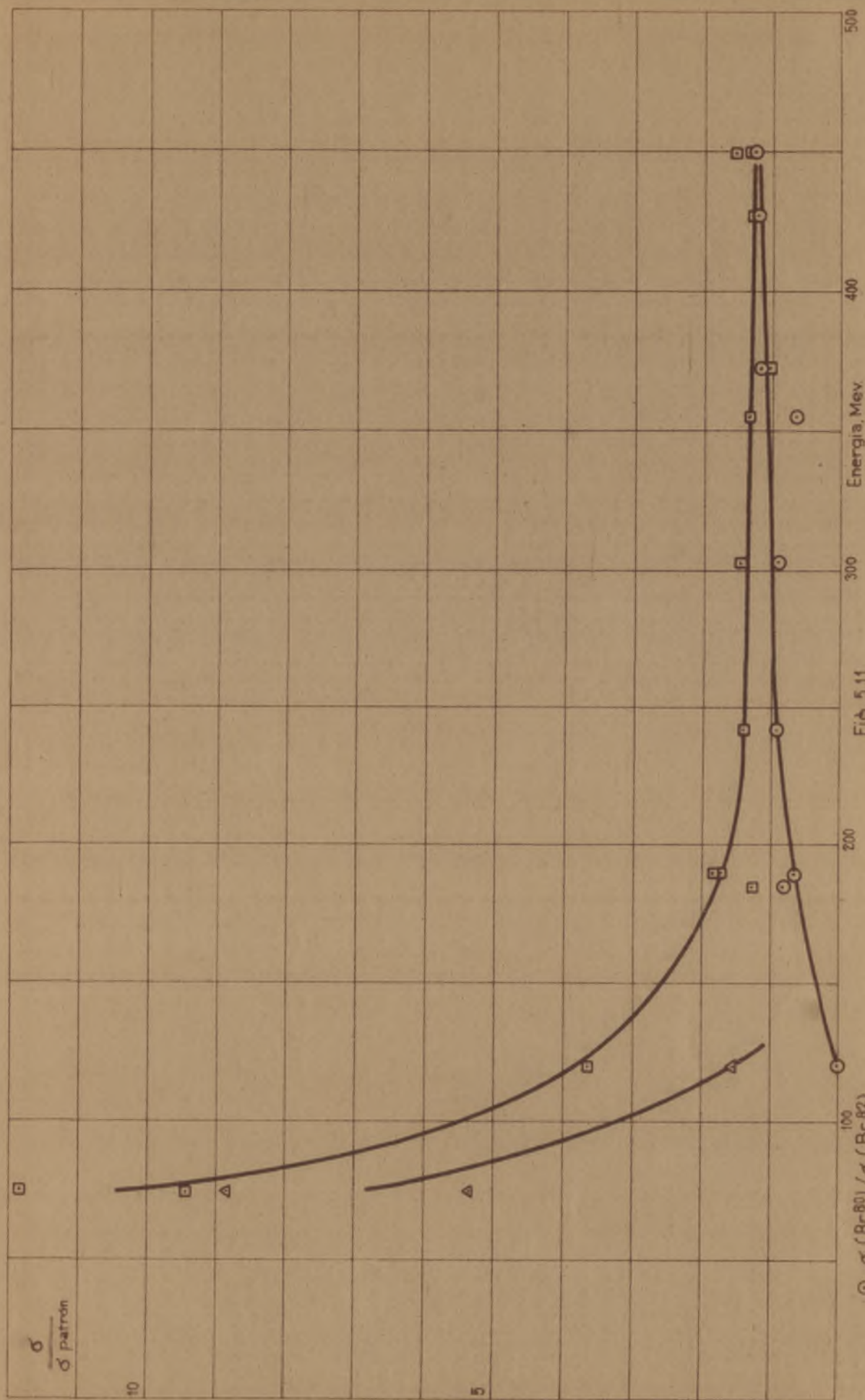


Fig. 5.11

FISIÓN DE Bi^{209} CON PROTONES

BROMO

RELACIONES ENTRE LAS SECCIONES EFICACES DE LOS ISÓTOPOS, VARIACIÓN CON LA ENERGÍA.

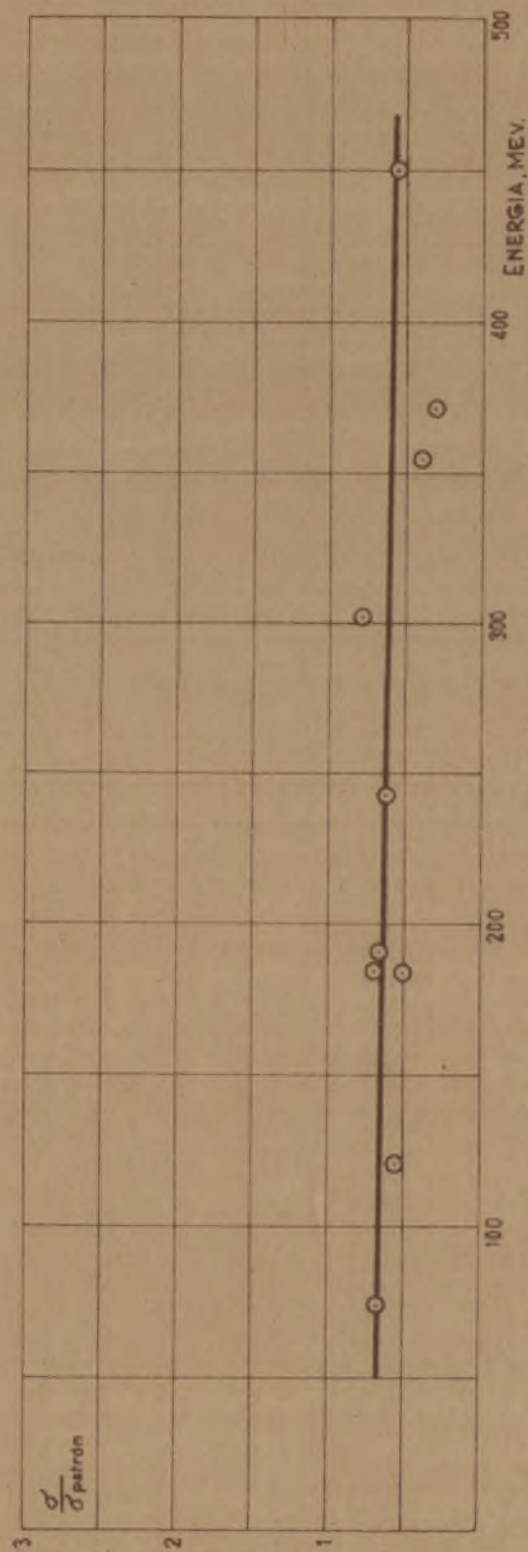


Fig 5.12

FISIÓN DE BI 209 CON PROTONES

NIOBIO

○ $\sigma [Nb^{95} (90h)] / \sigma [Nb^{95} (35d)]$

Relaciones entre las secciones eficaces de los isótopos. Variación con la energía.

Los datos de la plata, considerando como patrón Ag^{111} , aparecen en la Tabla V.21 y en la figura V.13.

T A B L A V. 21

Plata		
Energía Mev.	Relación entre secciones eficaces	
	$\text{Ag}^{112}/\text{Ag}^{111}$	$\text{Ag}^{113}/\text{Ag}^{111}$
75	0,32	0,80
120	0,41 ₆	0,92
184	0,34	0,70 ₇
192	0,49 ₆	0,51 ₇
242	0,47 ₈	0,67
303	0,87	0,29
355	0,45 ₇	0,62 ₄
	0,42	0,54
373	0,60 ₇	0,35 ₅
427	0,43	0,51 ₇
	0,44 ₇	0,42
450	0,50	0,41 ₂
	0,39	0,42

En el todo el patrón elegido es el I^{126} . Los datos vienen dados en la Tabla V.22 y en la figura V.14.

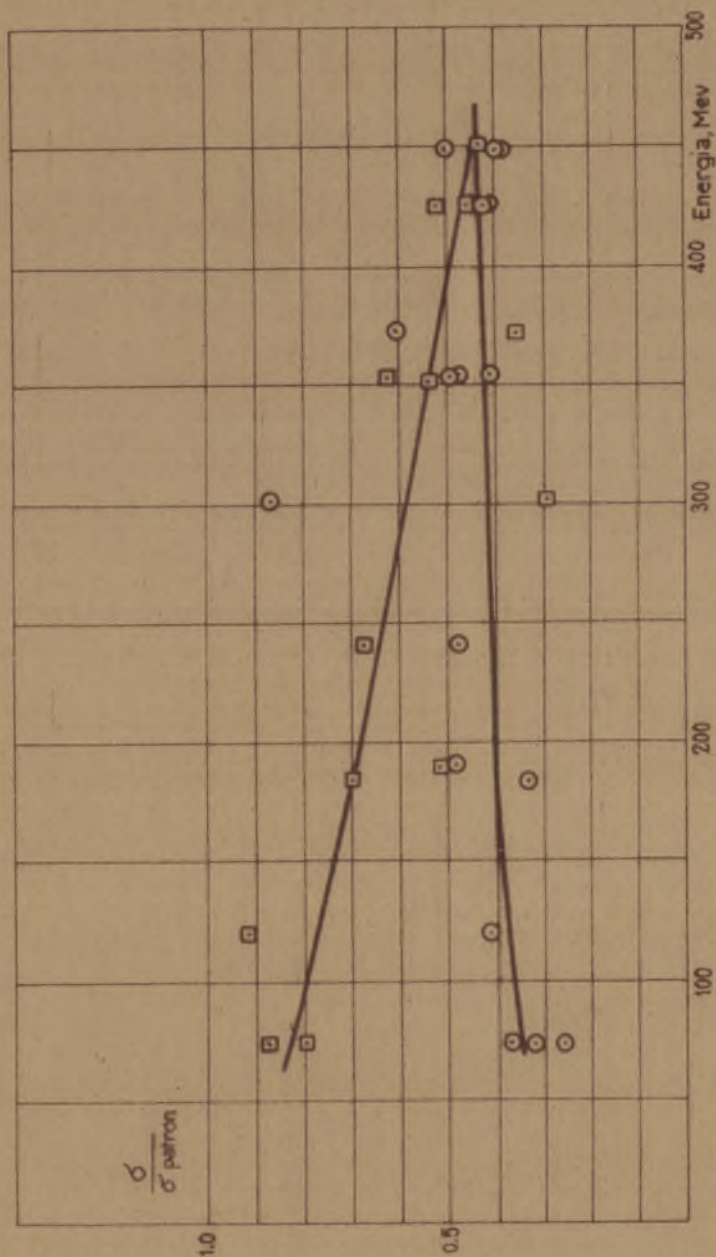


Fig. 5.13

FISIÓN DE Bi^{209} CON PROTONES

PLATA

RELACIONES ENTRE LAS SECCIONES EFICACES
DE LOS ISÓTOPOS. VARIACIÓN CON LA ENERGÍA.

T A B L A V. 22

Energía Mev.	Relación entre secciones eficaces			
	I^{124}/I^{126}	I^{128}/I^{126}	I^{130}/I^{126}	I^{132}/I^{126}
75	0,181	2,40	1,66	1,19 ₅
120	0,40 ₄	2,21	1,48	0,71 ₆
184	0,35	1,24	0,70 ₈	0,45 ₆
192	0,22 ₄	1,47 ₅	0,70 ₄	0,52 ₅
242	0,35 ₂	1,09	0,48	0,44 ₅
303	0,55	1,27 ₈	0,72 ₃	0,65 ₃
355	0,46	1,23	0,55	0,57 ₄
373	0,43 ₅	1,12	0,67 ₅	0,54 ₇
427	0,40	1,16 ₅	0,60 ₇	0,58
450	0,55 ₅	1,26	0,61	0,58

En el caso del cobre, dado que en las experiencias a 75 Mev. los datos obtenidos no deben ser considerados, se encuentra que la curva representando $\sigma(\text{Cu}^{61})/\sigma(\text{Cu}^{67})$ está formada solamente por dos puntos de lo cual no se pueden obtener conclusiones definitivas. En cambio, la curva $\sigma(\text{Cu}^{64})/\sigma(\text{Cu}^{67})$ (figura V.9) prácticamente puede ser considerada en el intervalo 120 - 450 Mev) como una recta que tiene una pendiente positiva.

Para el arsénico, tanto en el caso de $\sigma(\text{As}^{76})/\sigma(\text{As}^{74})$ como en el de $\sigma(\text{As}^{77})/\sigma(\text{As}^{74})$ (figura V.10), las curvas

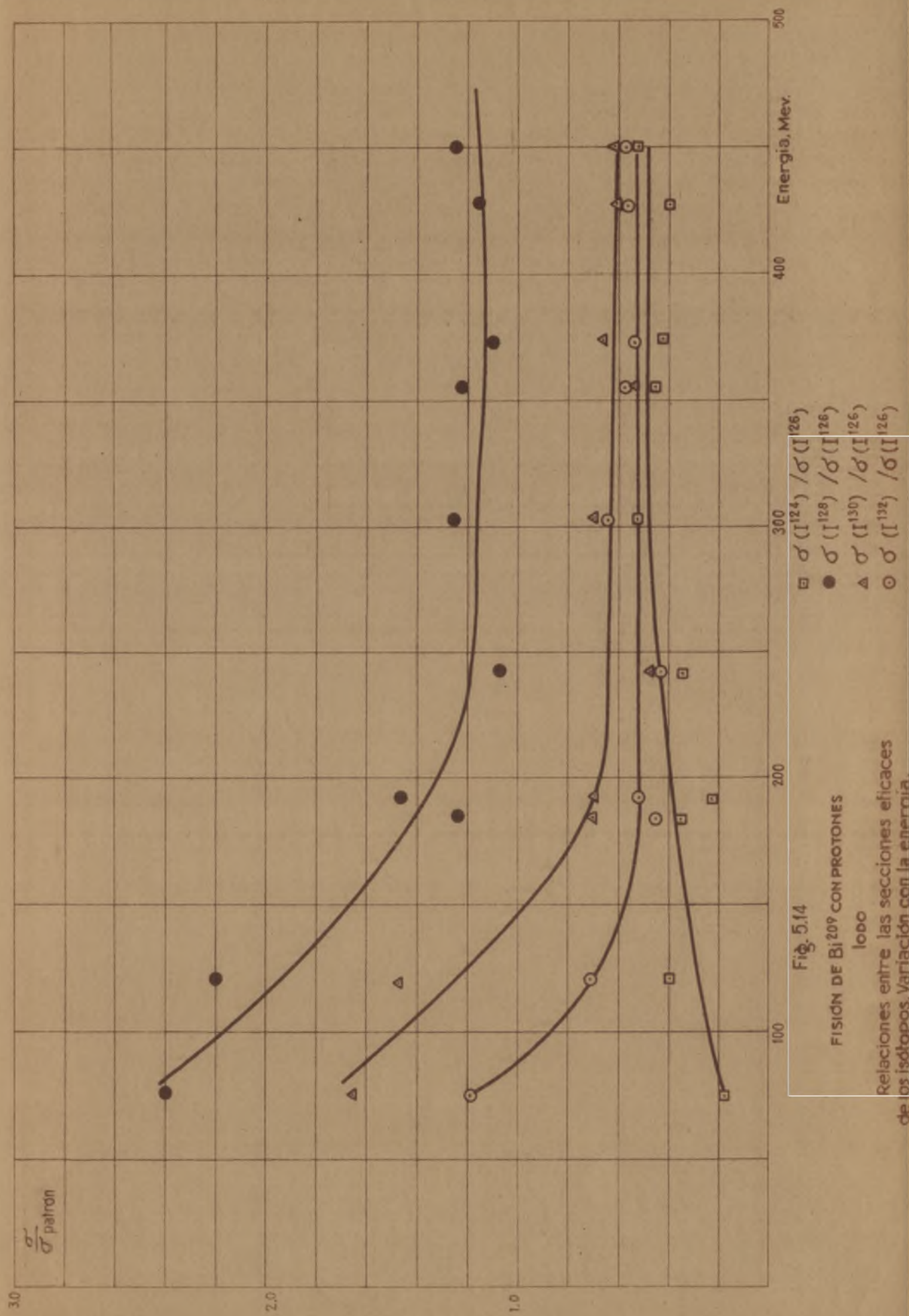


Fig. 5.14

FISIÓN DE Bi^{209} CON PROTONES

todo

Relaciones entre las secciones eficaces de los isótopos. Variación con la energía.

ofrecen valores decrecientes de dichas relaciones a medida que la energía aumenta. Como el valor de $\sigma(\text{As}^{76})$ no fué determinada a 75 Mev, la curva correspondiente, a energías bajas, no ofrece la misma garantía que la del As^{77} .

Las curvas obtenidas para el bromo son especialmente interesantes. (fig. V.11). A bajas energías, como ya fué citado previamente, se presentan los isótopos Br^{82} , Br^{83} y Br^{84} mientras que a partir de los 150 Mev. aparecen Br^{80} , Br^{82} y Br^{83} . Las curvas $\sigma(\text{Br}^{83})/\sigma(\text{Br}^{82})$ y $\sigma(\text{Br}^{84})/\sigma(\text{Br}^{82})$, a bajas energías entre 75 y 125 Mev, son casi verticales y a partir de esta última energía, mientras que Br^{84} desaparece, la relación $\sigma(\text{Br}^{83})/\sigma(\text{Br}^{82})$ se mantiene prácticamente constante. De otra parte, la relación $\sigma(\text{Br}^{80})/\sigma(\text{Br}^{82})$ aumenta a partir de los 120 Mev hasta quedar prácticamente constante desde unos 250 Mev hasta los 450 Mev. A pesar de esta constancia de

$\sigma(\text{Br}^{83})/\sigma(\text{Br}^{82})$ y $\sigma(\text{Br}^{80})/\sigma(\text{Br}^{82})$ hay una ligera tendencia a que los valores de ambas relaciones a 450 Mev sean prácticamente iguales, lo cual se consigue con una ligera pendiente negativa del tramo recto de la primera y una ligera pendiente positiva del correspondiente de la segunda.

La relación $\text{Nb}^{95}(90\text{h})/\text{Nb}^{95}(35\text{d})$, ya que los datos para Nb^{96} no han sido considerados, se mantiene prácticamente constante en todo el intervalo de energías considerado. Este valor es aproximadamente 0,65.

En el caso de la plata, la curva $\sigma(\text{Ag}^{112})/\sigma(\text{Ag}^{111})$ es casi recta y paralela al eje de abscisas y la curva $\sigma(\text{Ag}^{113})/\sigma(\text{Ag}^{112})$ puede también ser considerada como recta, de pendiente negativa.

Finalmente, para el iodo, a bajas energías, hasta unos 175 Mev, las curvas $\sigma(\text{I}^{128})/\sigma(\text{I}^{126})$, $\sigma(\text{I}^{130})/\sigma(\text{I}^{126})$ y $\sigma(\text{I}^{132})/\sigma(\text{I}^{126})$ tienen pendientes negativas, mientras que la curva $\sigma(\text{I}^{124})/\sigma(\text{I}^{126})$ la tiene positiva. A partir de dicha energía, dichas curvas pueden ser consideradas como rectas prácticamente paralelas al eje de abscisas.

Comparando los diversos resultados obtenidos, puede apreciarse que cuando los isótopos son estados distintos de excitación (caso del Nb⁹⁵) la relación entre ambos es constante en todo el intervalo de energías considerado. Cuando la diferencia de masas entre el isótopo considerado y el tomado como patrón es de la unidad (caso de Ag¹¹² y de Ag¹¹¹), la variación es insignificante. Si dicha diferencia es mayor, la relación considerada varía con la energía, si bien esta variación es más acusada en el paso de energías bajas, 75 Mev, a energías del orden de 200 Mev. De este valor a los 450 Mev, los valores de dichas relaciones son prácticamente invariables. En el caso de Cu⁶⁴ y Cu⁶⁷, sin embargo, la variación es bastante pequeña.

Cuando el isótopo de que se trata tiene un número

másico superior al del patrón, la forma de la curva suele ser la siguiente: a bajas energías, una disminución muy rápida de la relación de secciones eficaces al aumentar la energía, y después una tendencia a valores constantes en el resto de las energías. Por el contrario, si el número másico es inferior al del patrón, a bajas energías, el isótopo no se presenta o la variación es contraria a la antes expuesta, de modo que hay un aumento de la relación σ'/σ con la energía y después sigue existiendo la tendencia a valores constantes.

El cambio del mecanismo de fisión a bajas y altas energías es aquí claramente apreciable. A bajas energías, el mecanismo del núcleo compuesto tiende a la formación de isótopos alejados de la línea de estabilidad como consecuencia del reajuste de partículas que tiene lugar en el núcleo bombardeado. Si bien 75 Mev, están algo alejados de lo que corrientemente se toma como tipo en la aceptación de este mecanismo, ello no obsta para que a esta energía pueda considerarse que la formación del núcleo compuesto interviene todavía en gran extensión en el fenómeno. La formación preferente de Br^{84} sobre Br^{80} y los grandes valores de las relaciones entre secciones eficaces cuando el patrón es de masa inferior, indican que aún hasta los 120 Mev el núcleo conserva, todavía alguna posibilidad de selección de los fragmentos a emitir. Al pasar de los 200 Mev, el tiempo necesario para la fisión es inferior al requerido para el

reajuste, y entonces, todos los isótopos se producen con la misma probabilidad. De ahí que las relaciones σ'/σ tengan todas a paseer un valor análogo.

Curvas secciones eficaces - número másico.

Con objeto de tener una idea global de lo que ocurre en la fisión, es muy útil el trazar la gráfica secciones eficaces o rendimientos frente a números másicos. Dado que en el presente trabajo, los datos obtenidos han sido los referentes a secciones eficaces, se darán primeramente las curvas correspondientes a ellas y en otro apartado se considerarán las de rendimientos. Las secciones eficaces obtenidas se refieren principalmente a rendimientos independientes, ya que no ha sido posible, determinar las de todos los miembros de una cadena y solamente en algunos casos, las secciones eficaces son las de toda ella. Además, un gran número de los isótopos estudiados son protegidos ("shielded") es decir, que estando bloqueados por isótopos estables, su producción ha sido hecha directamente en la fisión y no por desintegración de elementos anteriores en la cadena. Otras secciones eficaces son también independientes gracias a que su separación fué hecha rápidamente antes de que una fracción apreciable procediera de la desintegración del núcleo padre.

Por ello, las curvas que después se darán se han trazado haciéndolas pasar por los puntos de rendimiento total de la cadena de modo que así las secciones eficaces inde-

pendientes de los distintos isótopos con el mismo número másico debería caer sobre dicha curva. Las curvas mejor determinadas presentan un máximo alrededor de $A = 100$ de modo que como los isótopos estudiados corresponden más preferentemente a números másicos inferiores a 100, los puntos de la curva correspondientes a $A > 100$ han sido obtenidos reflejando los anteriores con relación a dicho máximo. Esto se ha visto favorecido por el hecho de que tanto Cu^{67} como As^{77} representan puntos de rendimiento total de la cadena.

En las gráficas V.15 a V.24 se han representado las secciones eficaces obtenidas frente al número másico, a energías entre 75 y 450 Mev.

Puede observarse que la fisión, en todos los casos, es simétrica, lo que está de acuerdo con las experiencias de Goeckermann y Perlman (25) en la fisión de Bismuto con deuterones de 190 Mev. Análogamente, como ya fué observado por dichos autores, mientras que en la región de números másicos bajos, los isótopos suelen ser emisores β^- , a partir de los correspondientes al máximo, los productos primarios suelen ser emisores β^+ o decaen por captura del electrón K. Esto indica que en una cierta zona es posible esperar la formación de isótopos estables como productos primarios.

Así como aumenta la energía, como puede también de-

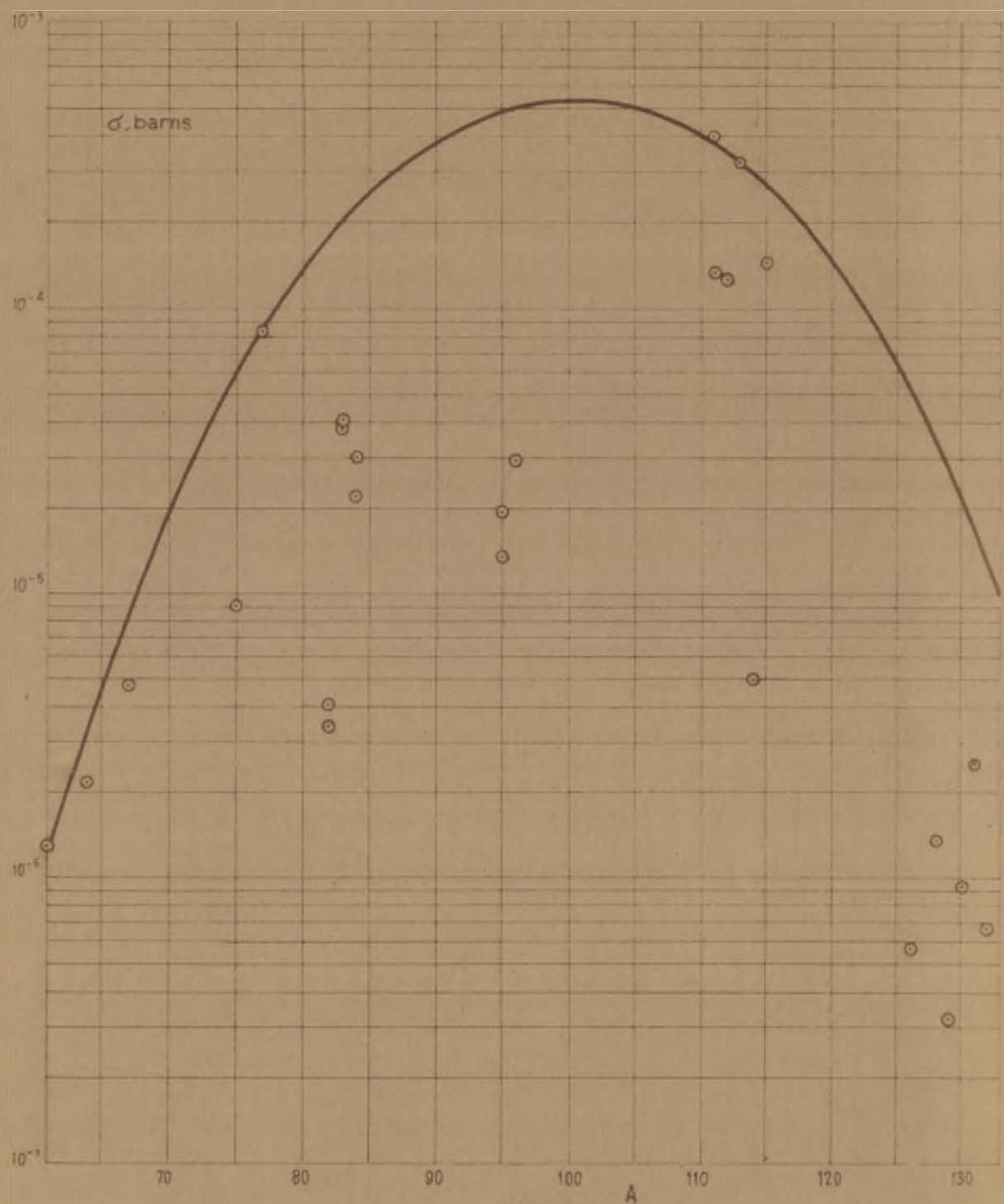


Fig. 5.15

FISION DE Bi^{209} CON PROTONES
 SECCION EFICAZ.-NUMERO MASICO 75 MeV

σ , barns



10^{-3}

10^{-4}

10^{-5}

10^{-6}

10^{-7}

70

→ A

80

90

100

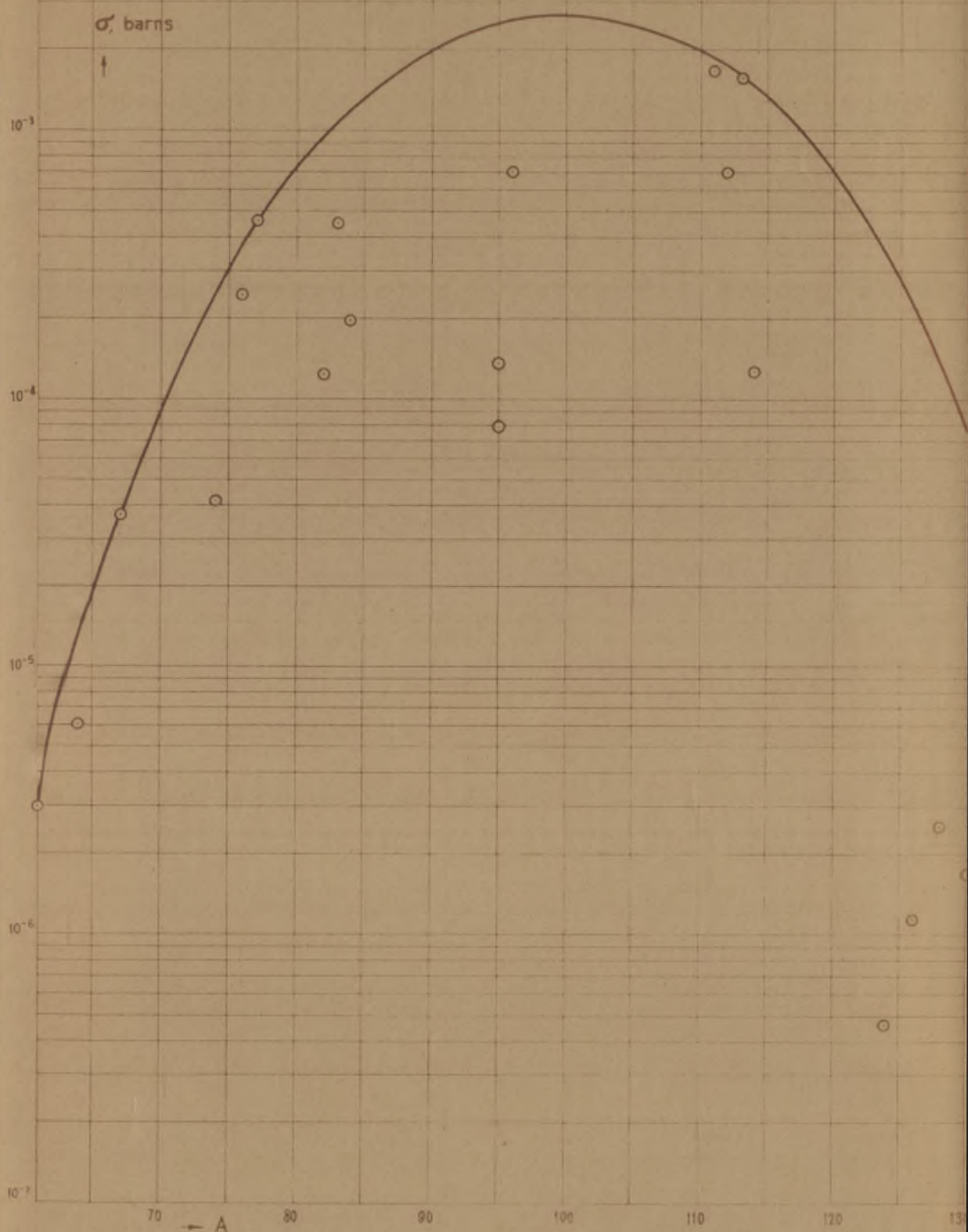
110

120

130

Fig 5.16

FISIÓN DE Bi^{209} CON PROTONES
SECCIÓN EFICAZ - NÚMERO MASAICO
120 MEV



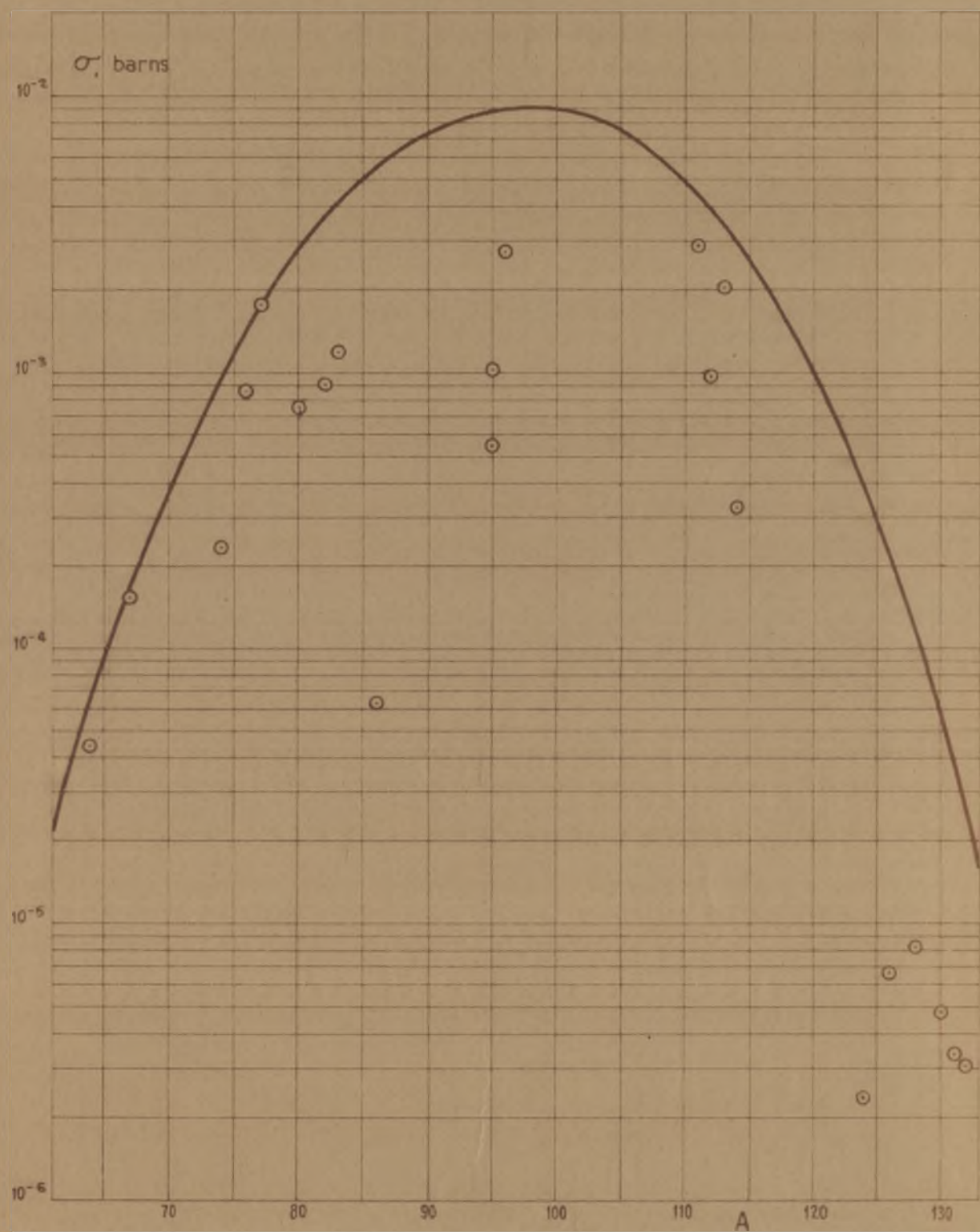


Fig 5.17
FISIÓN DE Bi^{209} CON PROTONES
SECCIÓN EFICAZ - NÚMERO MÁSCO
184 MEV.

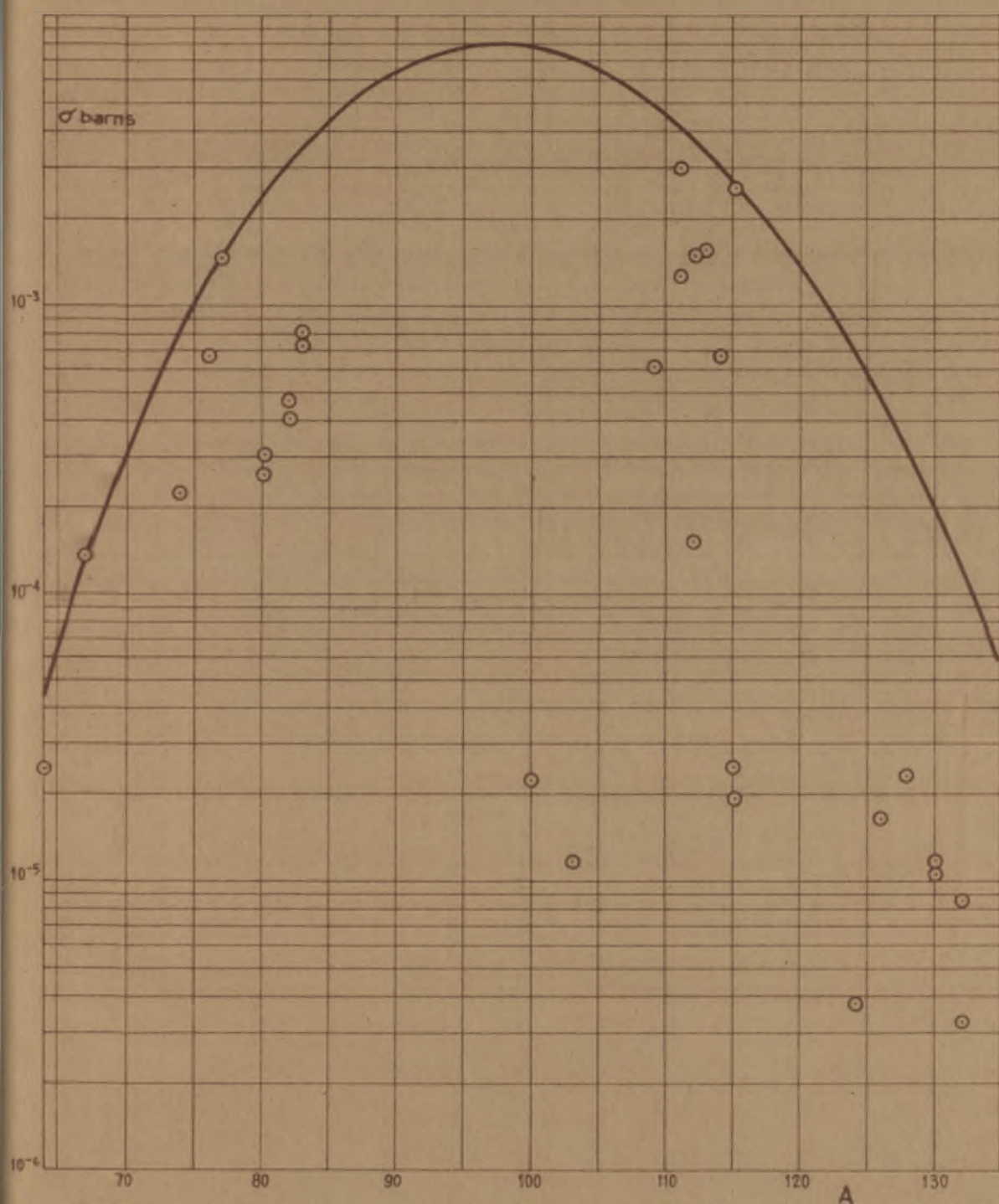


Fig. 5.18
FISIÓN DE Bi^{209} CON PROTONES
SECCIÓN EFICAZ - NÚMERO MÁSCO
192 MEV.

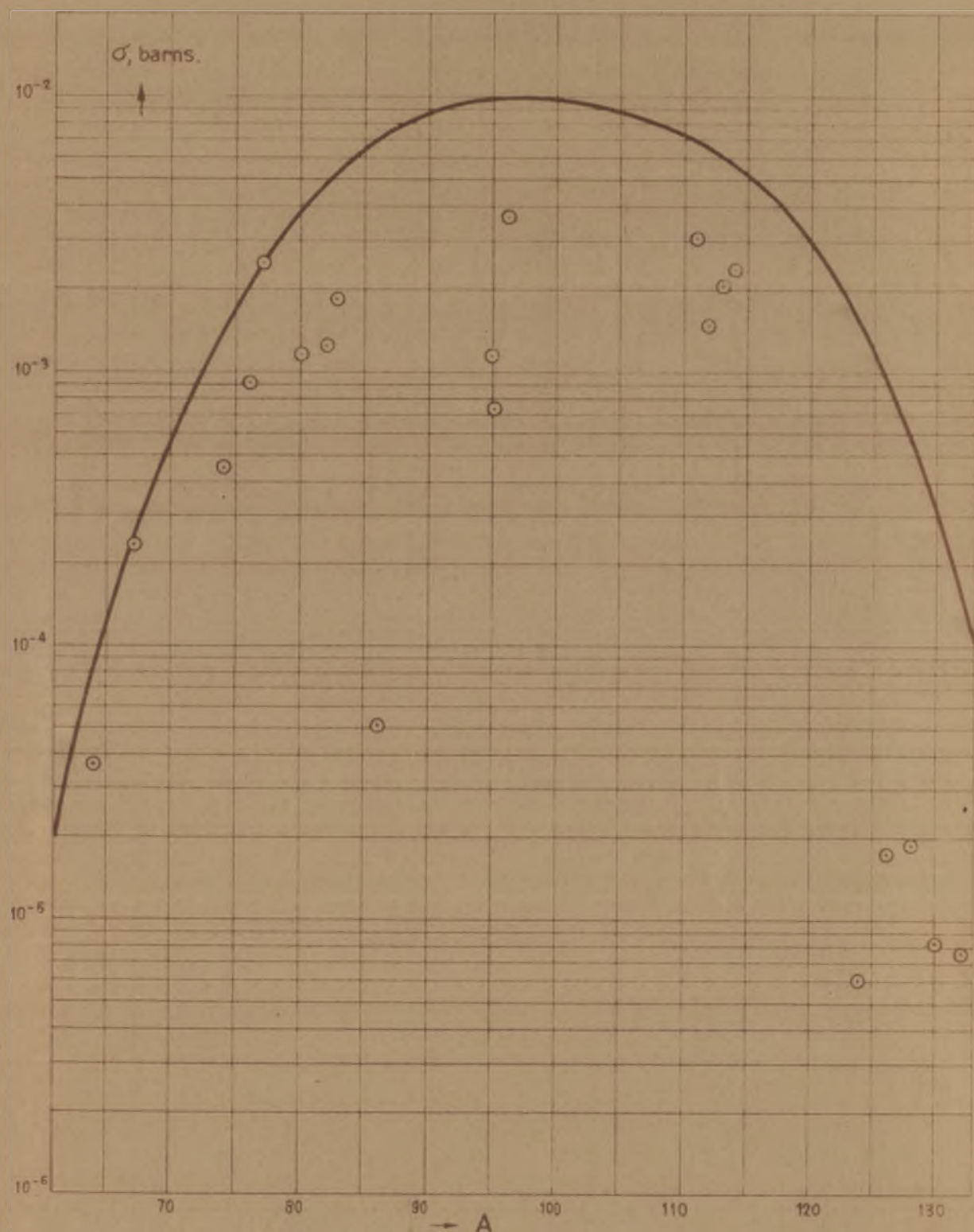


Fig. 5.19
FISIÓN DE Bi^{209} CON PROTONES
SECCIÓN EFICAZ.-NÚMERO MÁSCO
242 MEV.

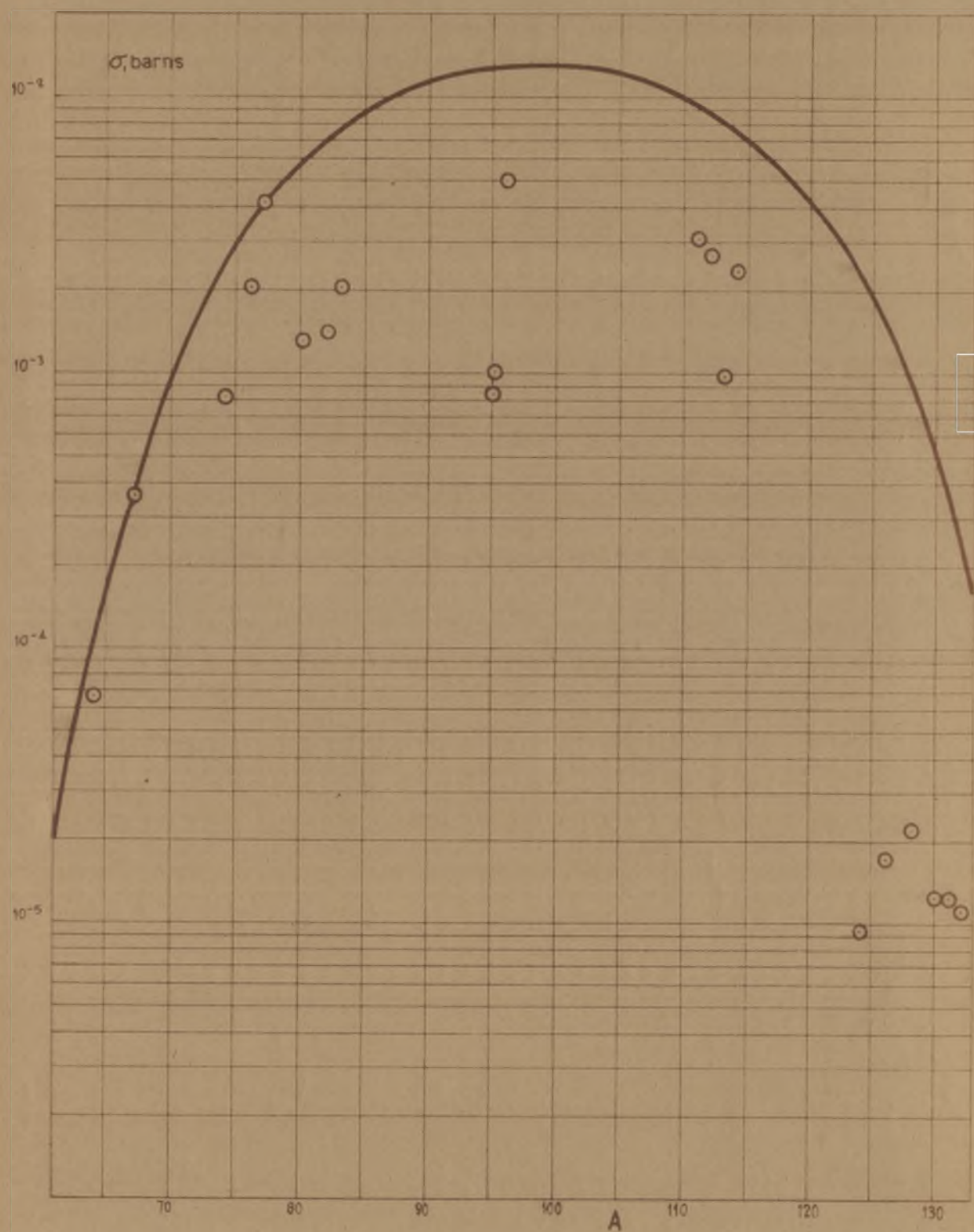


Fig. 5.20

FISIÓN DE Bi^{209} CON PROTONES
SECCIÓN EFICAZ - NÚMERO MÁSCO
303 MEV.

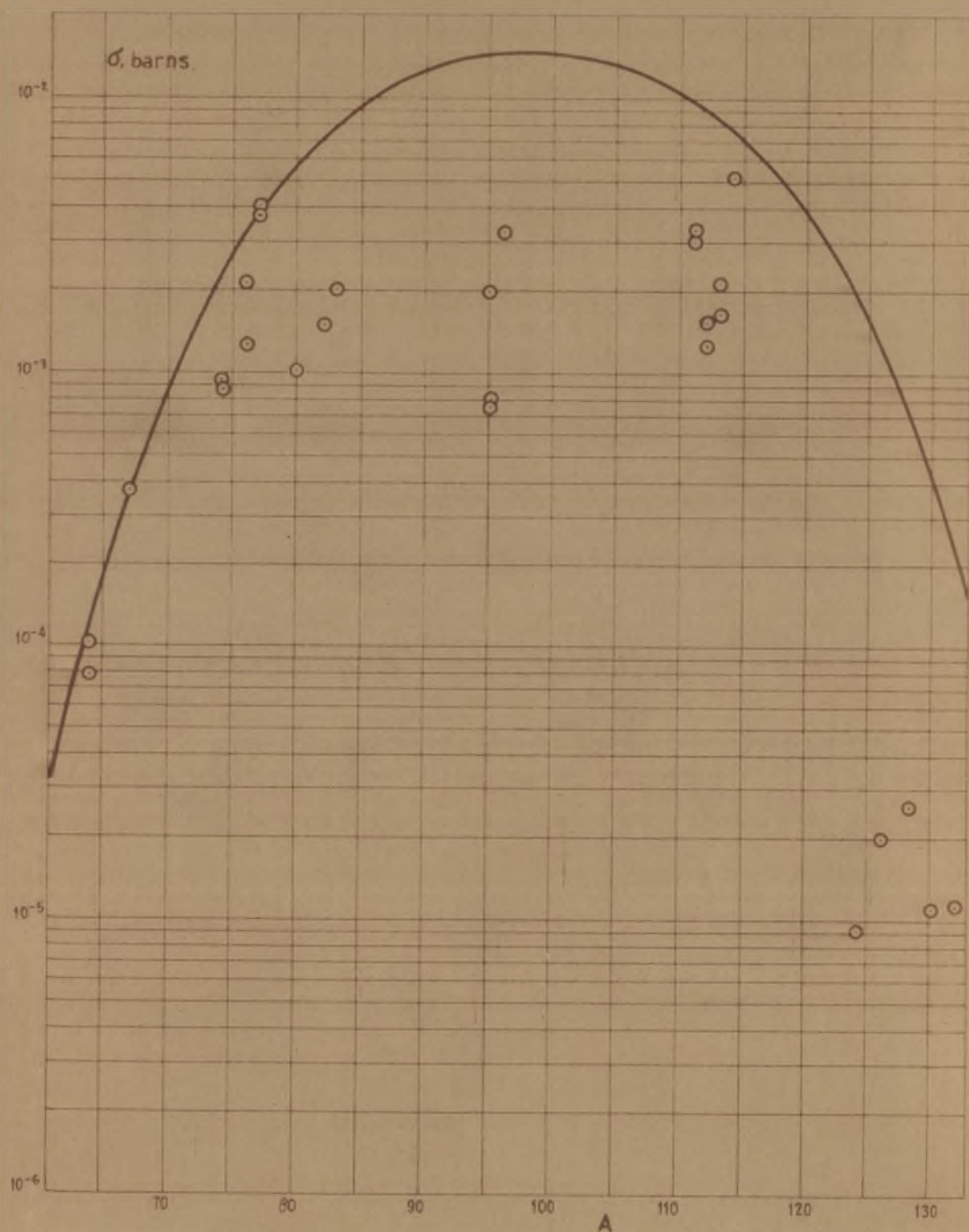


Fig. 5.21

FISIÓN DE BISMUTO CON PROTONES

SECCIÓN EFICAZ - NÚMERO MASICO

355 Mev.

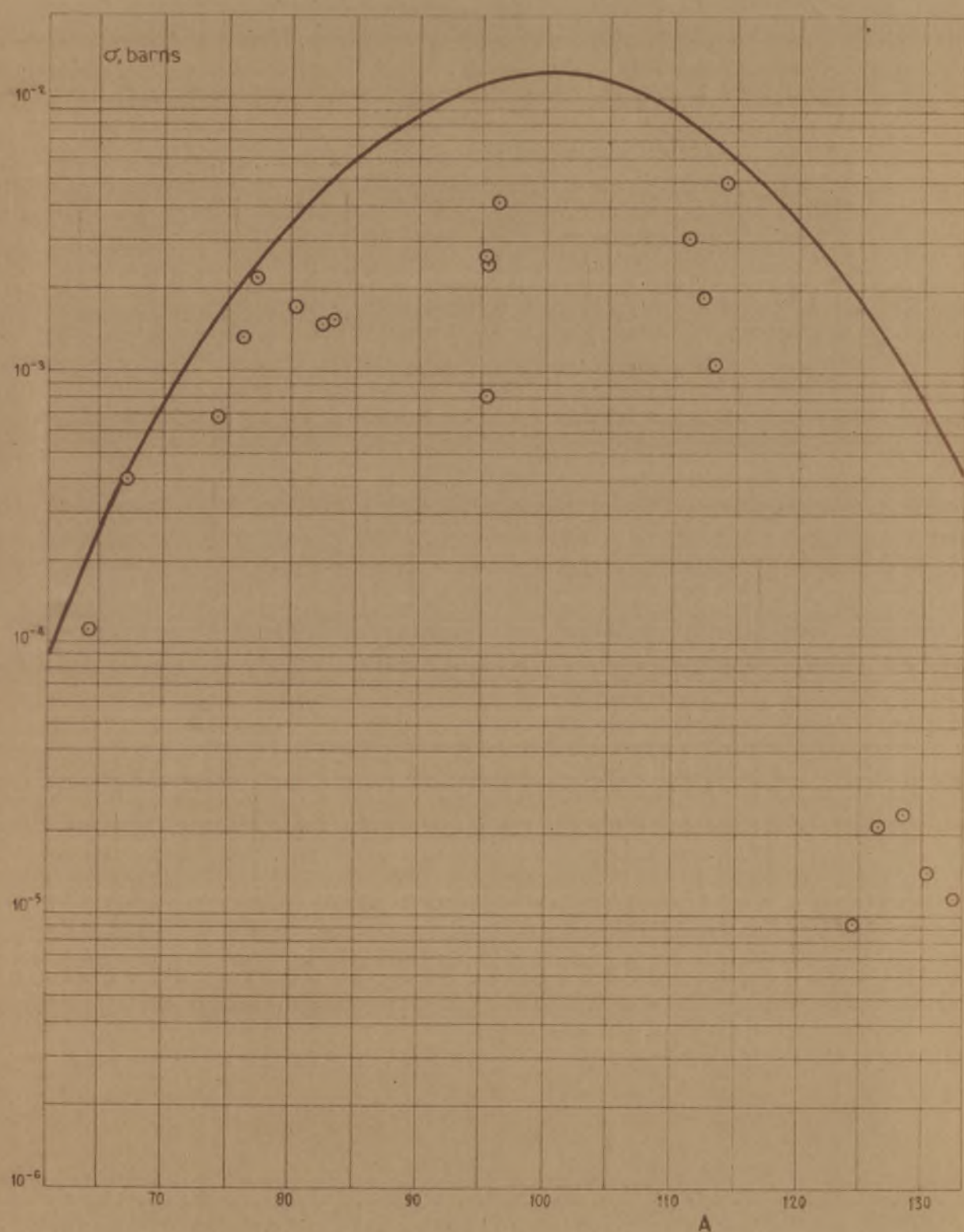


Fig. 5.22
 FISIÓN DE Bi^{209} CON PROTONES
 SECCIÓN EFICAZ - NÚMERO MÁSICO
 373 MEV.

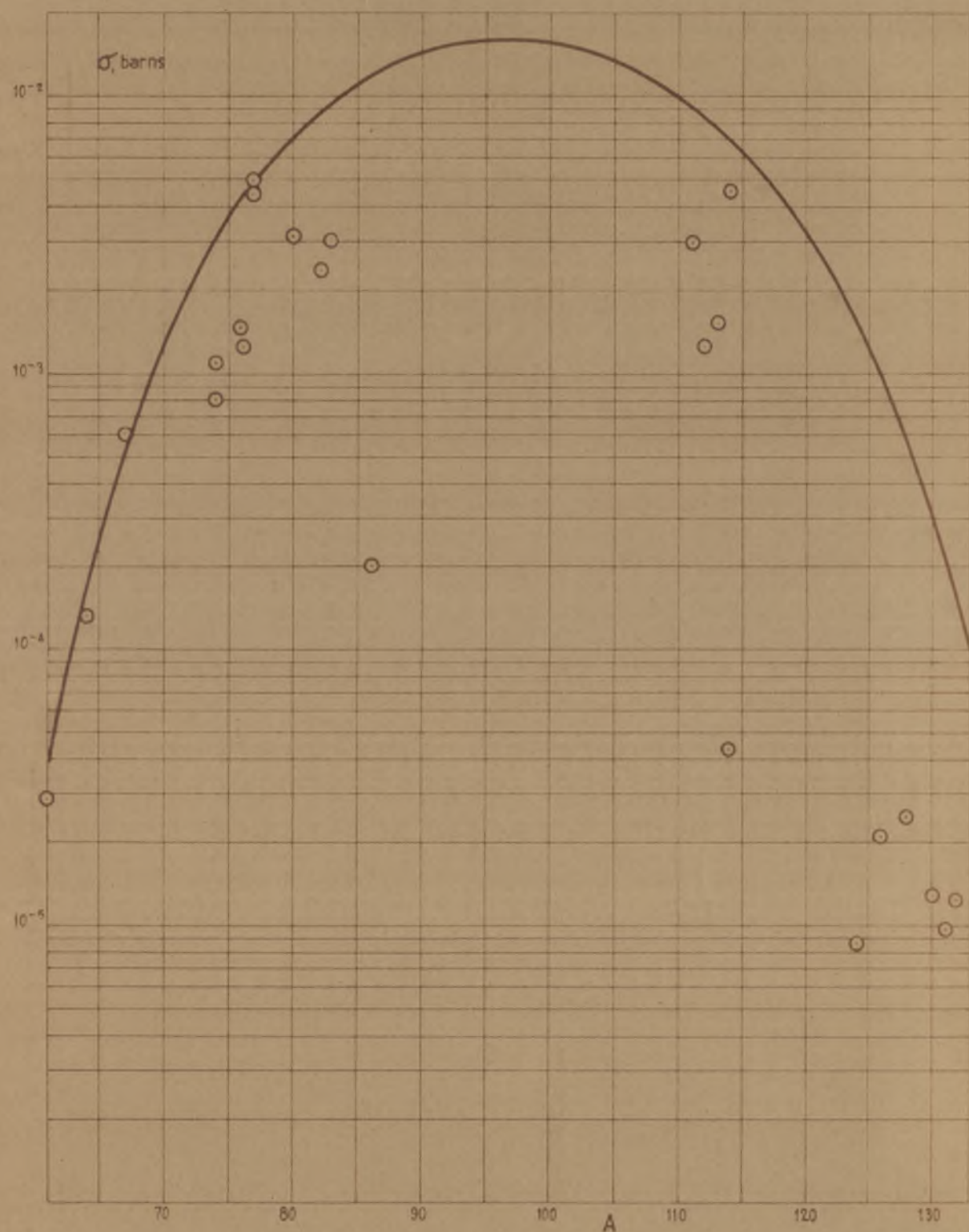


Fig. 5.23
 FISIÓN DE Bi^{209} CON PROTONES
SECCIÓN EFICAZ - NÚMERO MÁSCO
427 MeV.

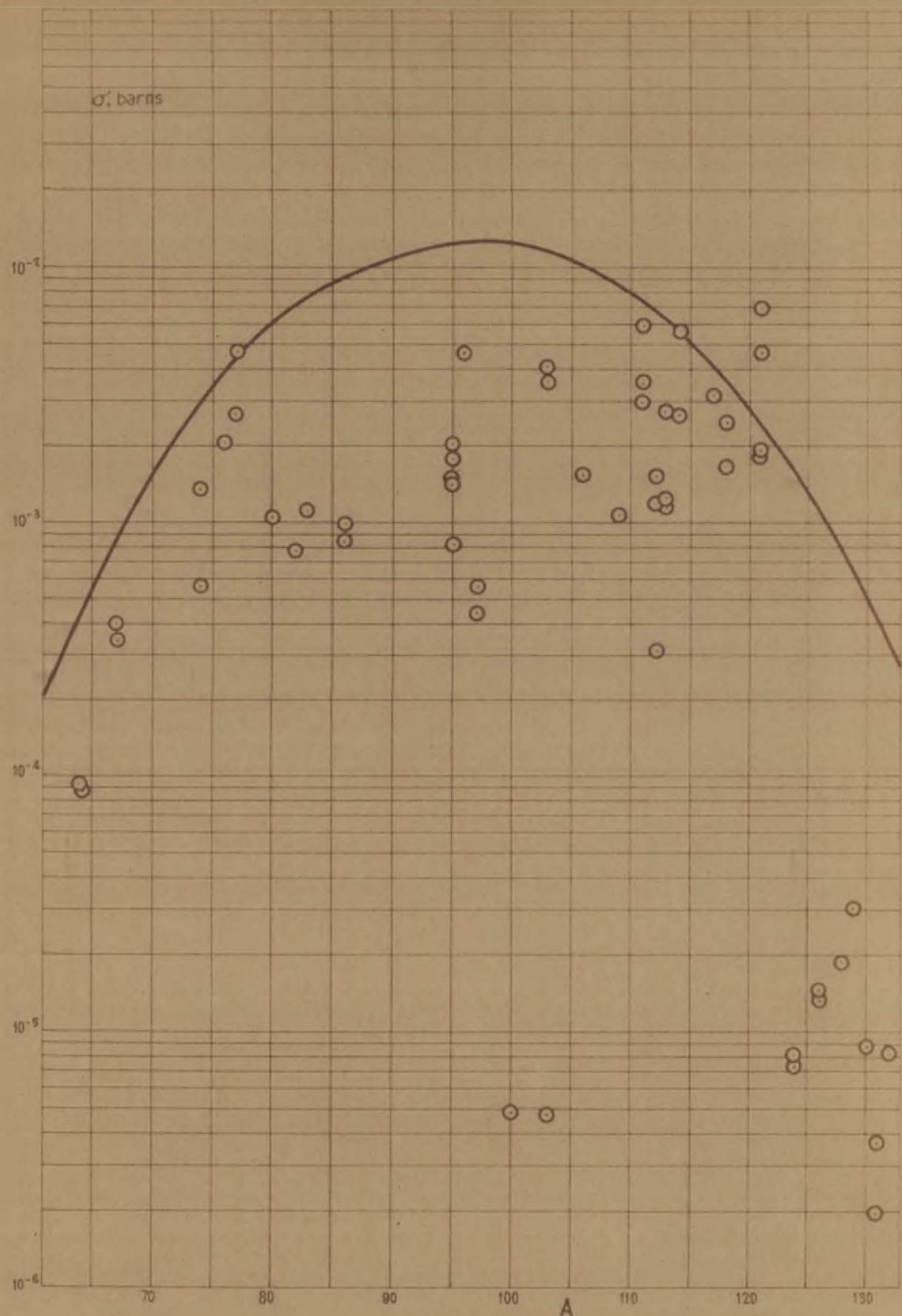


Fig. 5.24

FISION DE Bi^{209} CON PROTONES
SECCIÓN EFICAZ - NÚMERO MÁSSICO
450 MEV.

ducirse de las curvas de excitación de los distintos isótopos, aumenta la sección eficaz total de fisión. Para conseguir valores de esta sección total se han integrado las curvas trazadas a partir de los resultados experimentales, teniendo en cuenta que la sección eficaz total así obtenida es el 200% de la verdadera. Los resultados obtenidos se dan en la Tabla V.23 y en la figura V.25.

T A B L A V . 23

Energía Mev.	Sección eficaz total de fisión de Bismuto barba.
75	0,010
120	0,042
184	0,126
192	0,115
242	0,180
303	0,240
355	0,244
373	0,204
427	0,282
450	0,243

Hasta unos 300 Mev la curva aumenta con la energía y a partir de entonces es aproximadamente constante. Los

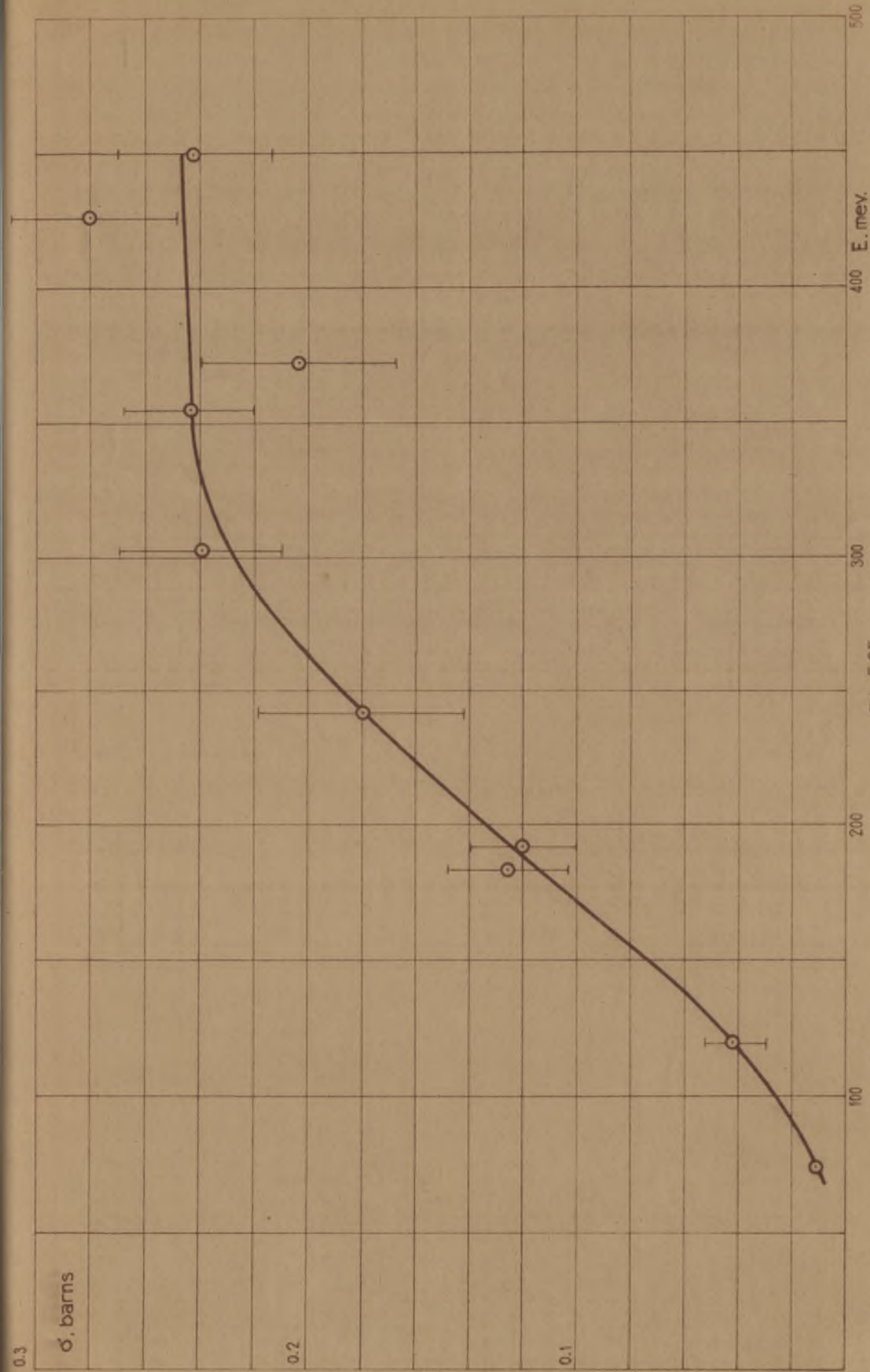


Fig. 5.25
FISIÓN DE Bi^{209} CON PROTONES
SECCIÓN EFICAZ TOTAL, ENERGÍA

resultados están dentro del orden del valor dado por Goeckerman y Perlman (25) para deutrones de 190 Mev, 0,20 barns, y, en cambio, son notablemente superiores a los de Jungerman (27), que oscilan, para energías entre 220 y 340 Mev, entre 0,04 y 0,11 barns. Es preciso considerar sin embargo, que Jungerman da sus valores como "preliminares" y "completamente sorprendentes".

Además de la variación observable del máximo de las curvas $\sigma - A$ y de la sección eficaz total, es preciso considerar si existe variación en la forma de las ramas laterales de las curvas, es decir, se trata de hallar si el aumento de la sección eficaz total se debe simplemente a una traslación de la curva paralelamente al eje de secciones eficaces o hay alguna distorsión lateral. La cuestión puede ser resuelta comparando las secciones laterales con alguno de los correspondientes al máximo, ya que así tendremos la variación relativa de unos respecto a otro. Se ha elegido como patrón para estas comparaciones Ag^{111} , que, aunque no exactamente en el máximo, está relativamente próximo y cuyas secciones eficaces son de las mejor determinadas. Para este fin de comparación y con objeto de evitar considerar nuevamente las variaciones de los isótopos entre sí, se han considerado solamente aquellos con una vida media más larga y, por tanto, con secciones eficaces más exactamente conocidas. Estos isótopos son: Br^{82} , As^{74} , Cu^{67} y Nb^{96} para la parte izquierda de la

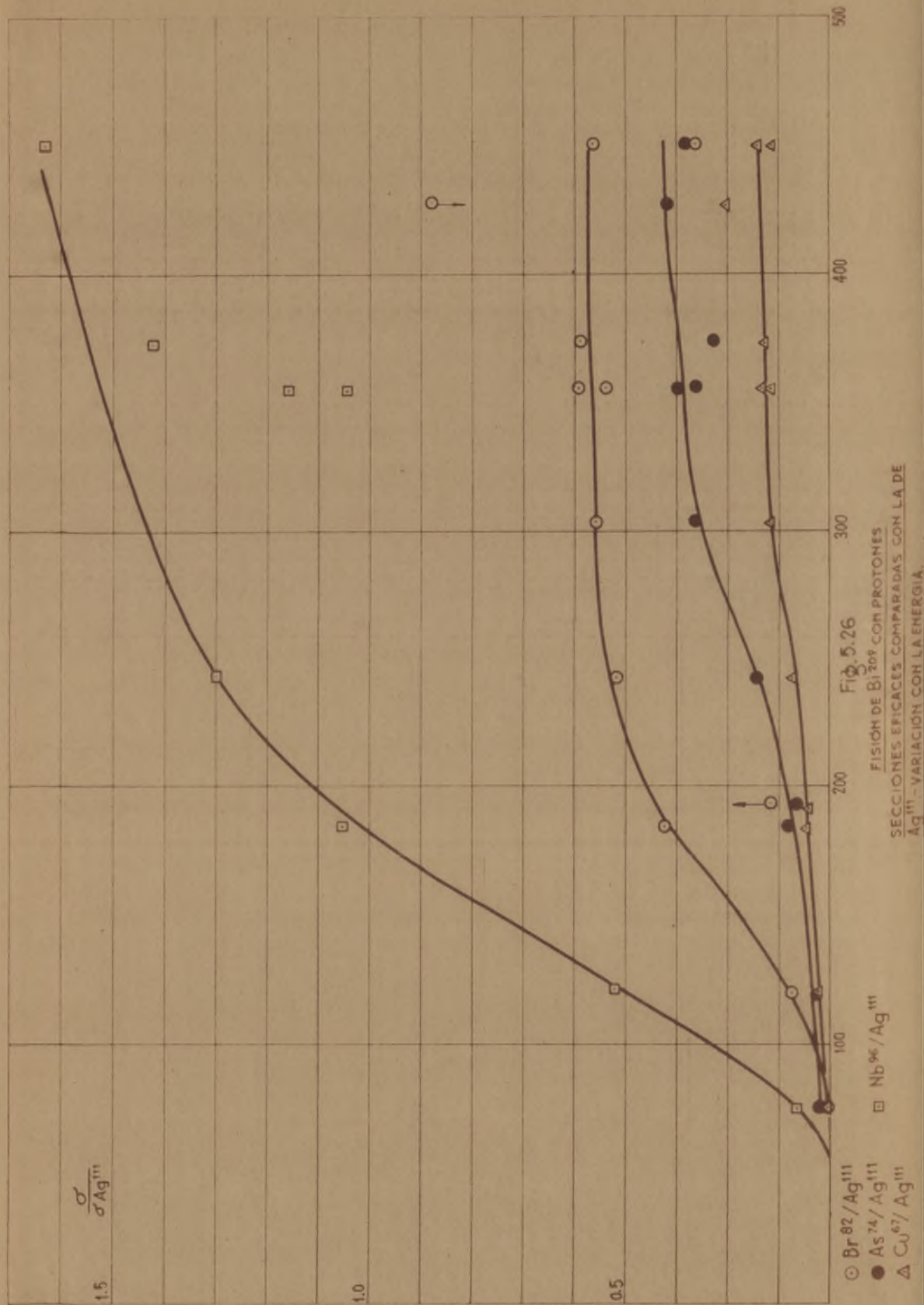
curva e In^{114} y I^{126} para la parte derecha.

Las relaciones de las distintas secciones eficaces respecto a Ag^{111} se dan en la tabla V.24 y en las figuras V.26 y V.27.

T A B L A V. 24

Energía	Secciones eficaces comparadas con Ag^{111}					
	$\text{Cu}^{67} / \text{Ag}^{111}$	$\text{Ga}^{74} / \text{Ag}^{111}$	$\text{Br}^{82} / \text{Ag}^{111}$	$\text{Nb}^{96} / \text{Ag}^{111}$	$\text{In}^{114} / \text{Ag}^{111}$	$\text{I}^{126} / \text{Ag}^{111}$
75	0,012	0,022	0,009 ₄	0,074	0,012	0,001 ₄
120	0,023	0,025	0,076	0,427	0,076	0,0007
134	0,053	0,080	0,321	0,959	0,110	0,002 ₃
192	0,047	0,061	0,157	0,—	0,226	0,005 ₄
242	0,075	0,145	0,414	1,200	0,758	0,005 ₆
303	0,118	0,264	0,457	1,630	0,771	0,005 ₆
355	0,113	0,263	0,439	0,949	1,51	0,005 ₈
	0,127	0,295	0,492	1,062	1,69	0,006 ₆
373	0,132	0,223	0,488	1,329	1,58	0,006 ₈
427	0,208	0,320	0,784	—	1,51	0,007 ₁
450	0,135	0,450	0,262	1,53	0,865	0,004 ₈
	0,116	0,283	0,257		1,85	

Como puede deducirse fácilmente de las gráficas V.26 y V.27, la variación de la forma de la curva $\sigma - A$ es en ambos sentidos: al aumentar la energía aumentan tanto las



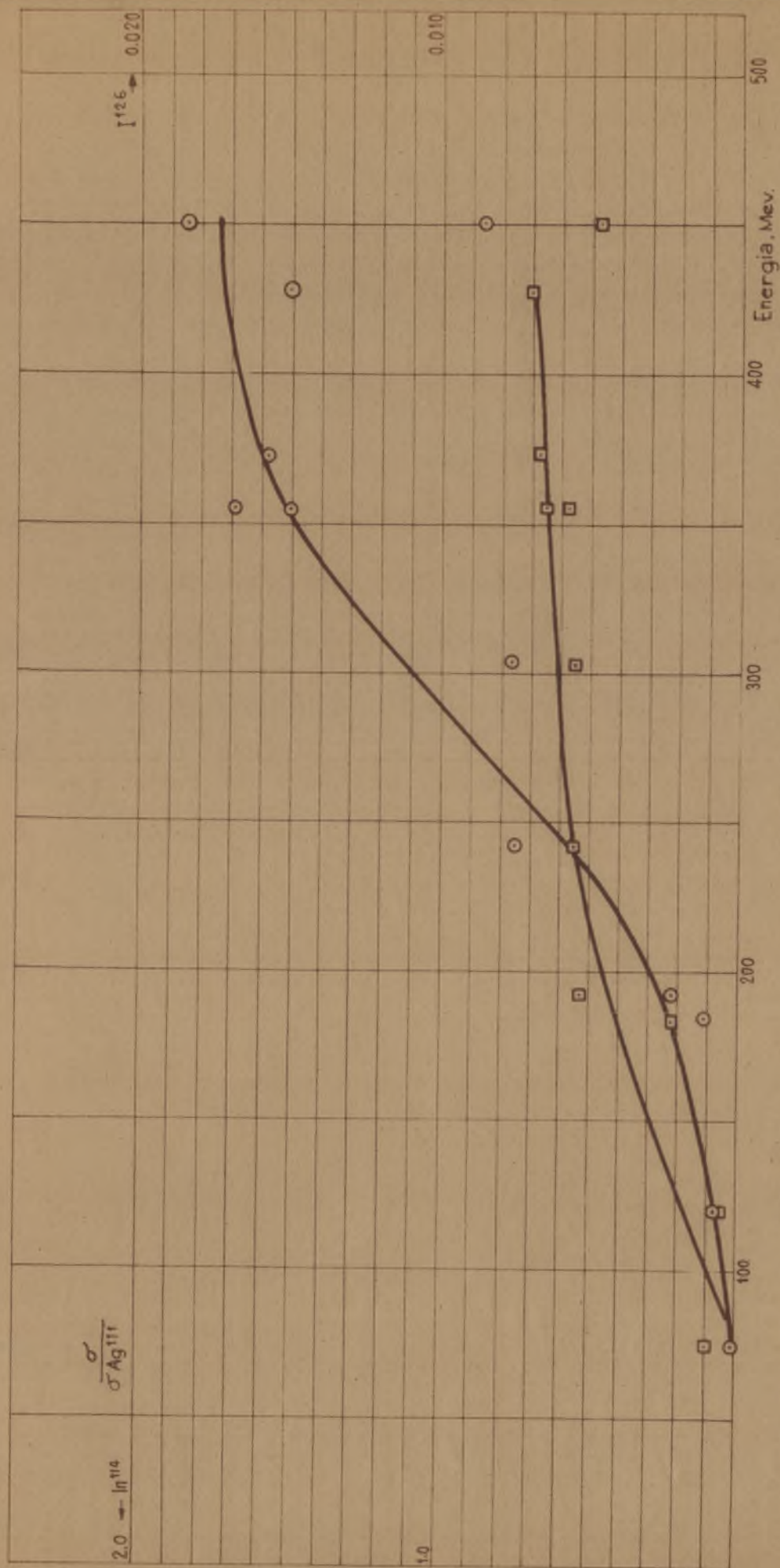


Fig. 5.27
FISIÓN DE Bi^{209} CON PROTONES
SECCIONES EFICACES COMPARADAS CON
LA DE Ag^{111} . - VARIACIÓN CON LA ENERGÍA.

secciones eficaces de número másico bajo y alto como las de tipo medio. Sin embargo, la variación en los de A próxima al máximo es mucho más acusada, por lo cual debe deducirse que la principal característica de la fisión de bismuto al aumentar la energía es un aumento en las secciones eficaces de aquellos isótopos producidos por fisión simétrica.

Así, en Cu^{67} y I^{126} , los dos isótopos estudiados alejados del máximo de la curva la variación es muy pequeña. Pasando de Cu^{67} a As^{74} y Br^{82} la variación aumenta ligeramente y se hace francamente notable para Nb^{96} e In^{114} .

Uno de los métodos más utilizados para presentar los resultados obtenidos en la fisión es dar la curva rendimiento - número másico de los isótopos producidos. A partir de los datos antes dados de secciones eficaces es fácil pasar a los de rendimiento, ya que

$$\frac{\sigma_1}{\sum \sigma_i} = \frac{Y_1}{100} \quad (\text{V.1})$$

en lo que Y_1 viene expresado en tantos por ciento. Ello permitirá una comparación con los resultados obtenidos en la fisión de Bismuto con deuterones y con los dados en las de Uranio con partículas diversas y de distintas energías.

Como es de esperar, la integración de la curva $y - A$ da valores próximos al 200%, ya que son dos los fragmentos producidos simultáneamente.

Los resultados obtenidos para cada elemento se dan en las tablas V.25 a V.39 y en las gráficas V.28 a V.36.

T A B L A V. 25

COBRE

Rendimiento, %.

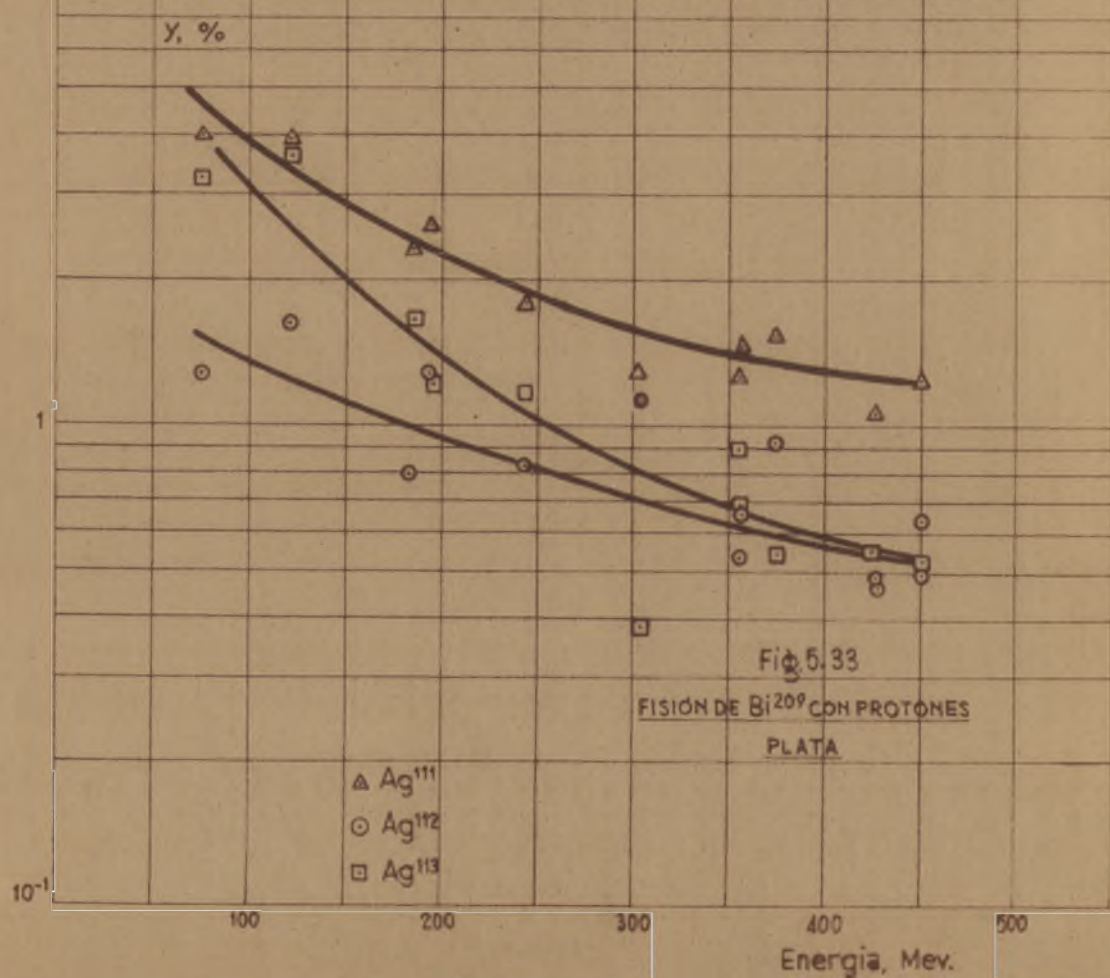
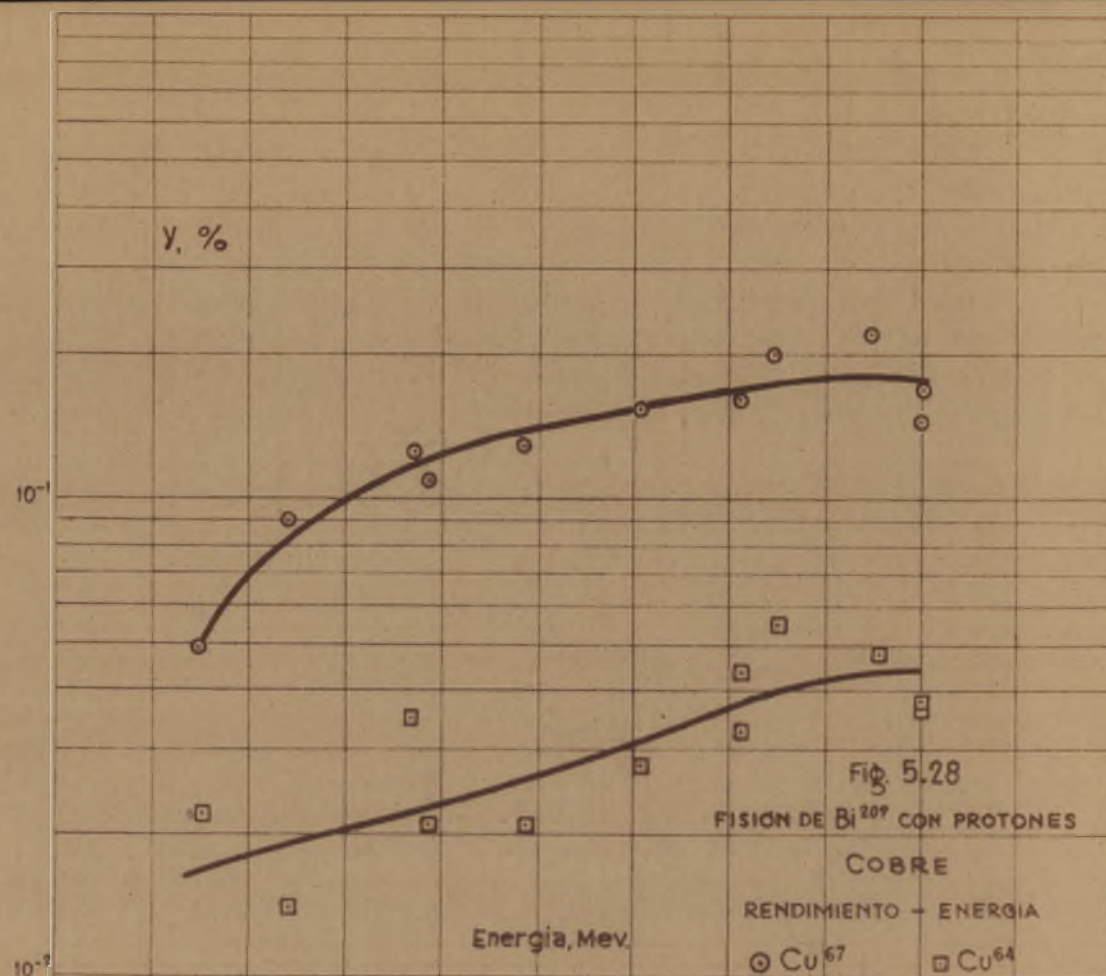
Energía, Mev.	Cu ⁶¹	Cu ⁶⁴	Cu ⁶⁷
75	0,013	0,022	0,048
120	0,0071	0,014	0,090
184	—	0,035	0,122
192	—	0,021	0,110
242	—	0,021	0,130
303	—	0,028	0,152
355	—	0,044	0,161
	—	0,033	0,161
373	—	0,055	0,201
427	0,0101	0,048	0,222
450	—	0,038	0,167
	—	0,037	0,144

T A B L A V. 26

ARSENICO

Rendimiento, %.

Energía, Mev.	As ⁷⁴	As ⁷⁶	As ⁷⁷
75	0,090	—	0,839



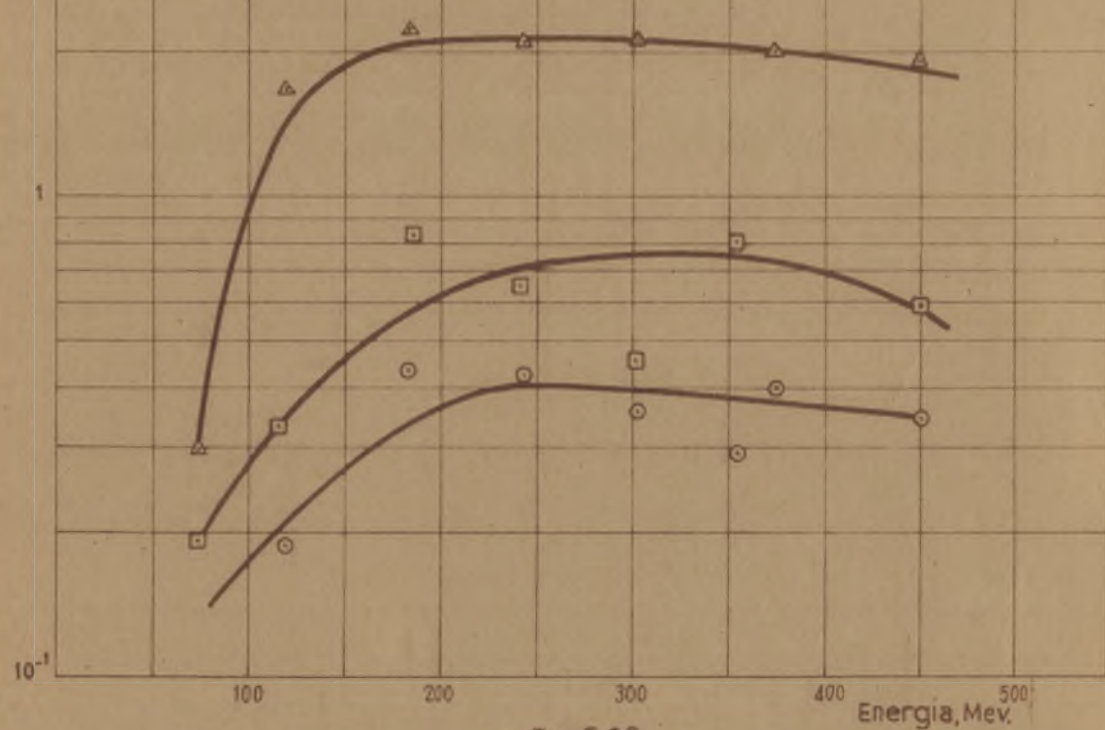
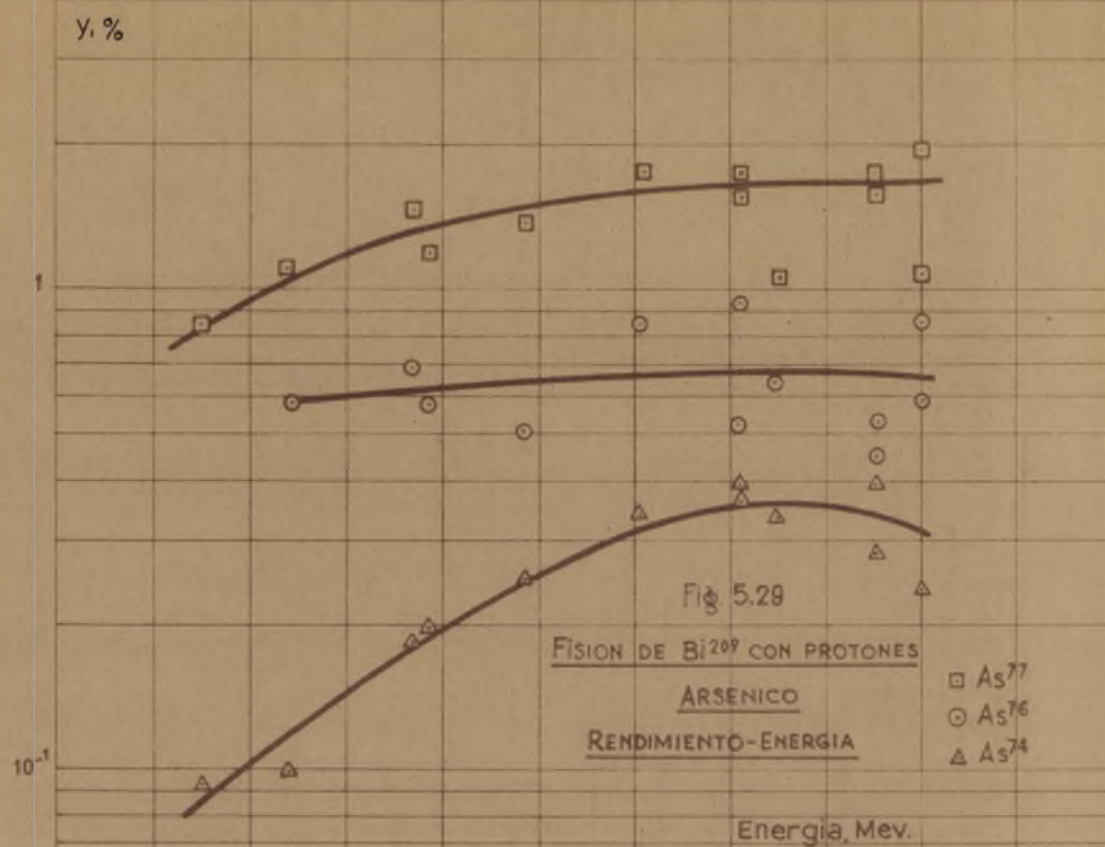
Energía, Mev.	As ⁷⁴	As ⁷⁶	As ⁷⁷
120	0,0988	0,579	1,107
184	0,185	0,684	1,468
192	0,196	0,575	1,182
242	0,250	0,506	1,394
303	0,342	0,842	1,77
355	0,362	0,529	1,56
	0,388	0,935	1,74
373	0,339	0,647	1,05
427	0,286	0,447	1,59
	0,397	0,529	1,74
450	0,559	0,860	1,96
	0,240	0,568	1,09

T A B L A V. 27

BROMIO

Rendimiento, %

Energía, Mev.	Br ⁸⁰	Br ⁸²	Br ⁸³	Br ⁸⁴
75	—	0,041	0,388	0,220
	—	0,034	0,404	0,303
120	—	0,297	1,080	0,461
184	0,600	0,738	0,945	—
192	0,262	0,401	0,705	—
	0,226	0,353	0,637	—



Energía, Mev.	Br ⁸⁰	Br ⁸²	Br ⁸³	Br ⁸⁴
242	0,650	0,711	1,005	---
303	0,546	0,592	0,868	---
355	0,426	0,627	0,861	---
373	0,878	0,740	0,770	---
427	1,117	0,873	1,095	---
	1,028	0,837	1,036	---
450	0,440	0,326	0,502	---
	0,420	0,320	0,445	---

T A B L A V. 28

RUBIDIO

Rendimiento, %.

Energía, Mev.	Rb ⁸⁶
184	0,0505
242	0,0286
427	0,0724
450	0,406
	0,353

y, %

10^{-1}

Fig. 5.31

FISIÓN DE Bi^{209} CON PROTONES

RUBIDIO

RENDIMIENTO - ENERGIA

○ Rb^{86}

Energia, Mev

10^{-2}

y, %

10^{-1}

Fig. 5.30

FISIÓN DE Bi^{209} CON PROTONES

BROMO

RENDIMIENTO - ENERGIA

● Br^{84}

○ Br^{82}

□ Br^{83}

△ Br^{80}

10^{-2}

100

200

300

400

500

Energia, Mev.

T A B L A V. 29

ZIRCONIO

Rendimiento, %

Energía, Mev.	Zr ⁹⁵	Zr ⁹⁷
450	0,832	0,231
	0,683	0,182

T A B L A V. 30

NIOBIO

Rendimiento, %

Energía, Mev.	Nb ⁹⁵ (35d)	Nb ⁹⁵ (90h)	Nb ⁹⁶
75	0,190	0,136	0,296
120	0,324	0,188	1,677
184	0,834	0,433	2,21
242	0,645	0,416	2,07
303	0,454	0,357	2,11
355	0,811	0,292	1,35
373	1,320	0,399	2,02
450	0,593	0,342	1,90

T A B L A V. 31

RUTENIO

Rendimiento, %

Energía, Mev.	Ru ¹⁰³	Ru ¹⁰⁶
450	1,485	0,645
	1,695	0,634

T A B L A V. 32

PALADIO

Rendimiento, %

Energía, Mev.	Pd ¹⁰⁰	Pd ¹⁰³	Pd ¹⁰⁹	Pd ¹¹²
192	0,0177	0,0102	0,504	0,125
450	0,0020	0,0020	0,424	0,131

T A B L A V. 33

PLATA

Rendimiento, %

Energía, Mev.	Ag ¹¹¹	Ag ¹¹²	Ag ¹¹³
75	4,00	1,28	3,22
120	3,93	1,634	3,62
184	2,30	0,783	1,63
192	2,59	1,287	1,22
242	1,82	0,823	1,156
303	1,29	1,12	0,38
355	1,43	0,652	0,89
	1,27	0,533	0,68
373	1,52	0,922	0,54
427	1,06	0,457	0,55
	1,06	0,475	0,45
450	1,24	0,621	0,51
	1,24	0,486	0,52

T A B L A V. 34

CADMIO

Rendimiento, %

Energía, Mev.	Ca ¹¹⁵ (43a)	Ca ¹¹⁵ (56h)
192	0,0166	0,0217

T A B L A V. 35

INDIO

Rendimiento, %

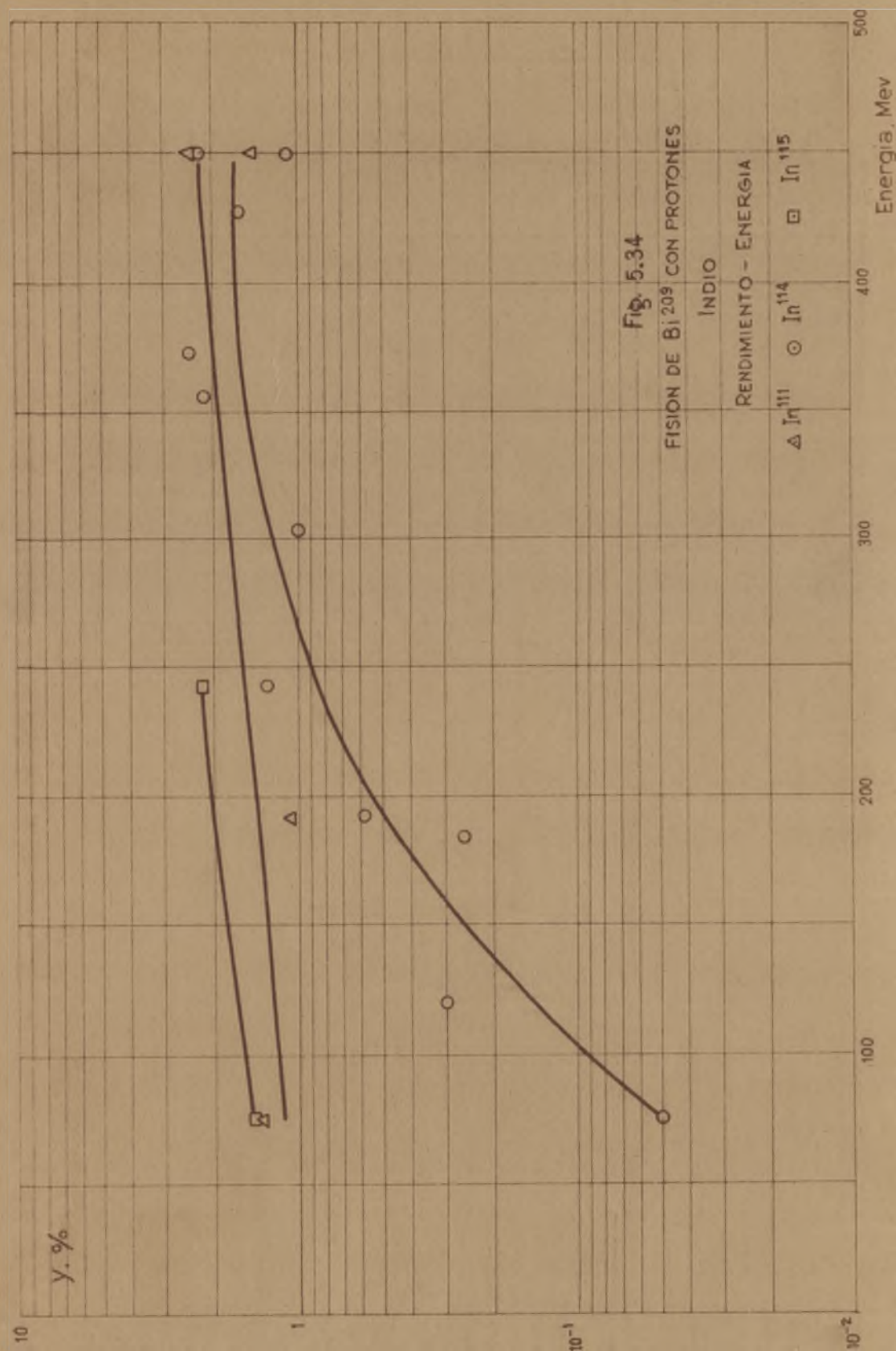
Energía, Mev	In ¹¹¹	In ¹¹⁴	In ¹¹⁵
75	1,36	0,050	1,42
120	--	0,298	--
184	--	0,254	--
192	1,079	0,586	2,18
242	--	1,300	--
303	--	0,997	--
355	--	2,15	--
373	--	2,40	--
427	--	1,61	--
450	1,445	1,075	--
	2,43	2,30	--

T A B L A V. 36

ESTAÑO

Rendimiento, %

Energía, Mev.	Sn ¹¹³	Sn ¹¹⁷
450	1,12	1,30



T A B L A V. 37

TELURO

Rendimiento, %

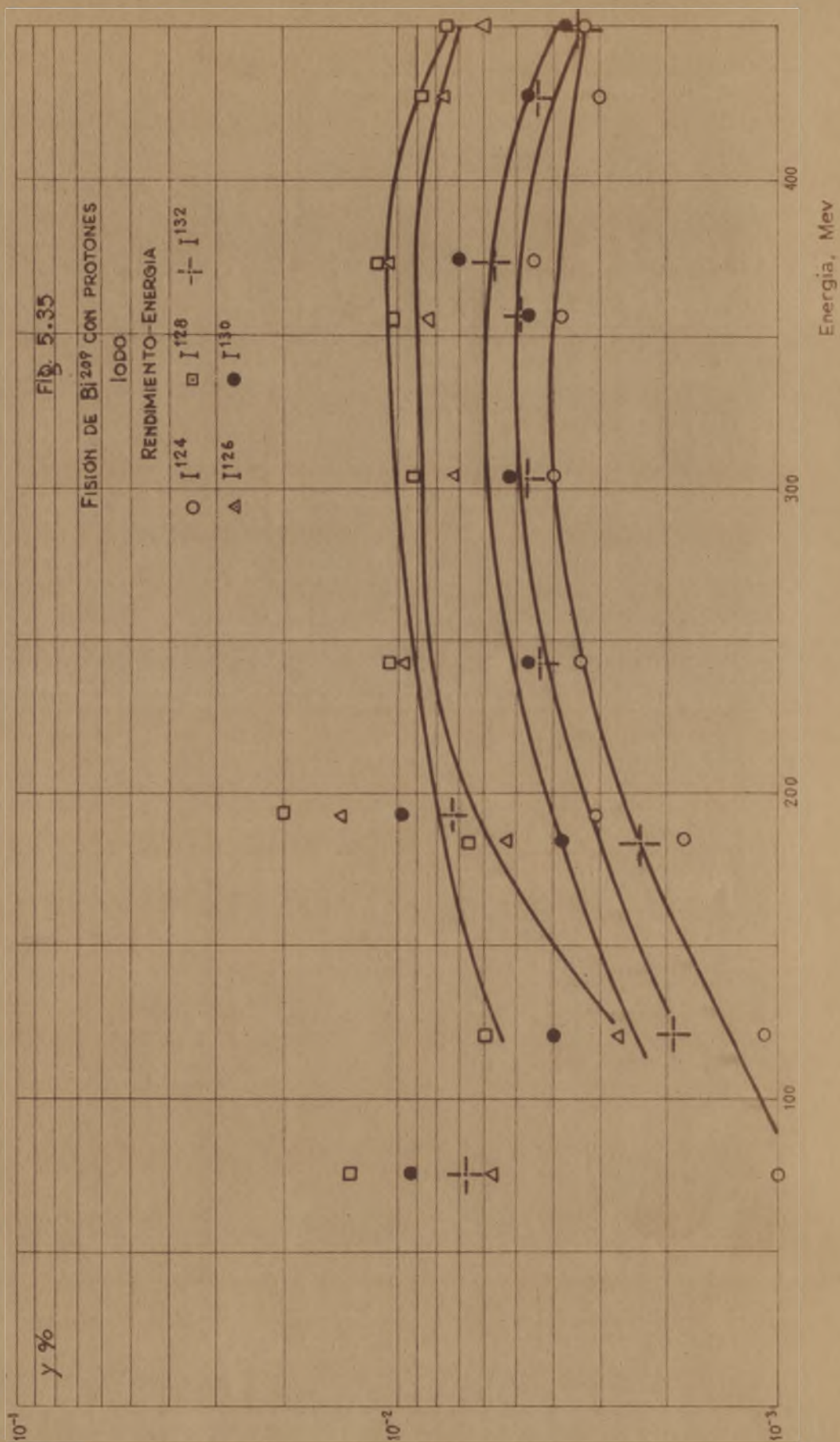
Energía, Mev.	Te ¹¹⁸	Te ¹²¹ (17d)	Te ¹²¹ (143d)
450	1,012	2,86	0,749
	0,692	1,91	0,802

T A B L A V. 38

IODO

Rendimiento, %

Energía, Mev.	I ¹²⁴	I ¹²⁶	I ¹²⁸	I ¹³⁰	I ¹³²
75	0,0010	0,0057	0,0136	0,0094	0,0068
120	0,0011	0,0027	0,0060	0,0040	0,0019
184	0,0018	0,0053	0,0066	0,0038	0,0024
192	0,0031	0,0141	0,0208	0,0099	0,0074
242	0,0034	0,0096	0,0105	0,0046	0,0043
303	0,0040	0,0072	0,0092	0,0052	0,0047
355	0,0038	0,0084	0,0103	0,0046	0,0048
373	0,0045	0,0104	0,0117	0,0070	0,0057
427	0,0030	0,0076	0,0088	0,0046	0,0044
450	0,0033	0,0060	0,0075	0,0037	0,0034



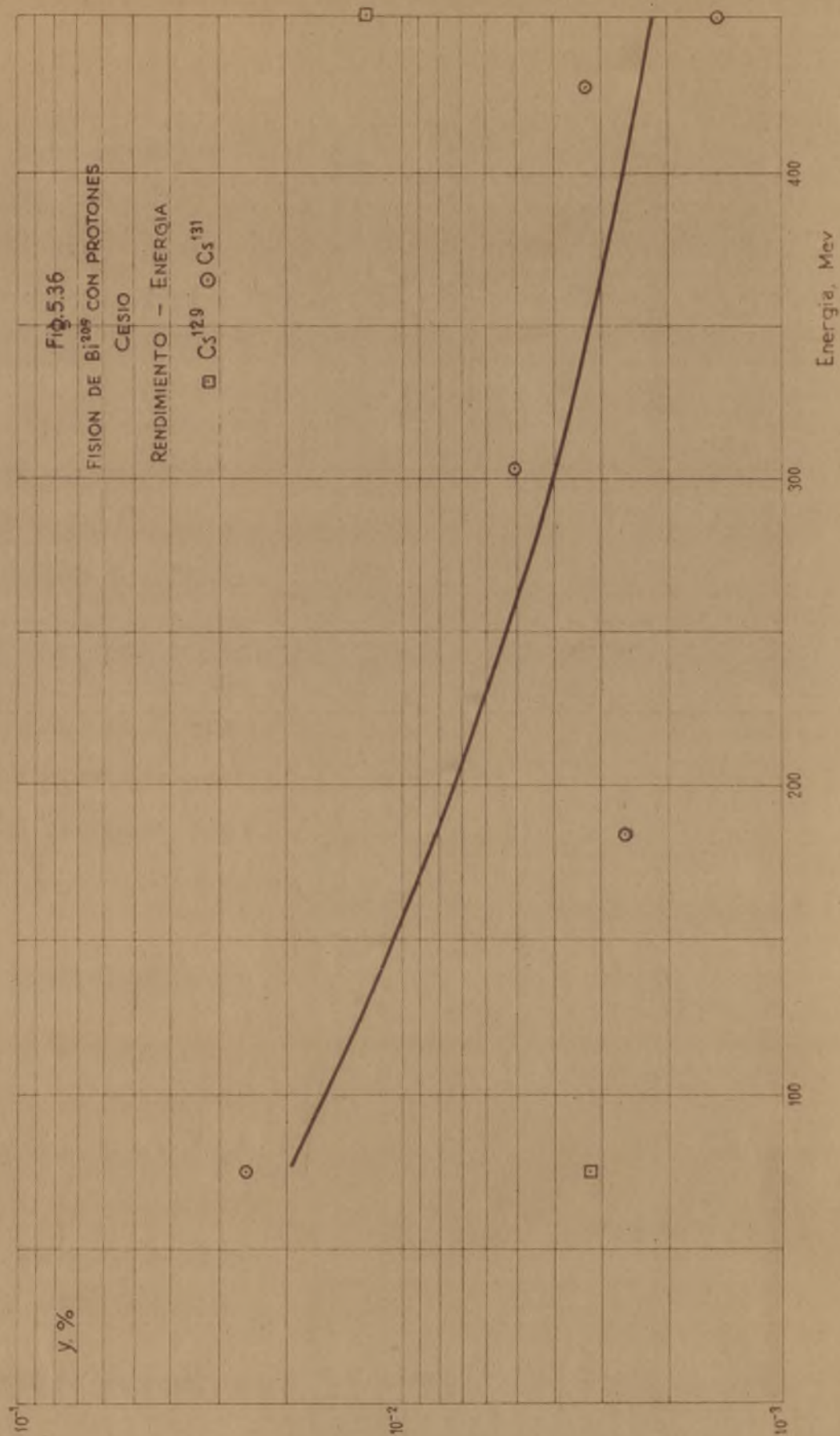
T A B L A V. 39

CESIO

Energía, Mev.	Rendimiento, %	
	Cs ¹²⁹	Cs ¹³¹
75	0,0032	0,0257
184	--	0,0026
242	--	0,0004
303	--	0,0051
427	--	0,0033
450	0,0124	0,0015

La primera consideración a tener en cuenta en estos resultados es la del error de que vienen afectados. Además del correspondiente a las secciones eficaces originales, es preciso tener en cuenta el aportado por la sección eficaz total. De ahí que el error sea en general, bastante grande. Es difícil establecer un límite de error ya que no se pueden precisar los correspondientes a las distintas fuentes de que procede.

Del análisis de las gráficas obtenidas puede deducirse que generalmente, con excepción de Ag¹¹¹, Ag¹¹², Ag¹¹³ y Cs¹³¹, los rendimientos aumentan con la energía, si bien las curvas no presentan cambios tan notables como en el caso de las secciones eficaces. Las variaciones más pronunciadas se presentan a energías bajas y a partir de unos 200 Mev, casi todas las curvas se aplanan.



Para comparar la curva obtenida por Goeckermann y Perlman (25) con estos resultados, debe trazarse las gráficas rendimiento - número másico para las distintas energías. Los resultados se dan en las figuras V.37 a V.46 en las que se ha dibujado también la curva para deuterones de 190 Mev.

En las curvas obtenidas el máximo valor del rendimiento está comprendido entre 5 y 6,5%, lo que está de acuerdo con el valor de 5% dado por Goeckermann y Perlman. Sensiblemente puede observarse una coincidencia con la dada por dichos investigadores a energías elevadas. Así, pues, parece deducirse de ello que la energía comunicada al núcleo por los deuterones de 190 Mev es del mismo orden que la aportada por los protones de 450 Mev. A energías inferiores, las curvas con protones son más estrechas lo cual indica una distribución más selectiva hacia la fisión simétrica.

Distribución de carga en la fisión.

El estudio de la distribución de carga en la fisión requiere la determinación de los rendimientos individuales de los miembros de la cadena de desintegración de una cierta masa. Prácticamente, esto representa una gran dificultad principalmente a causa de que muchos de estos miembros tienen una vida media muy corta.

Si se supone, como parece razonable, que esta distri-

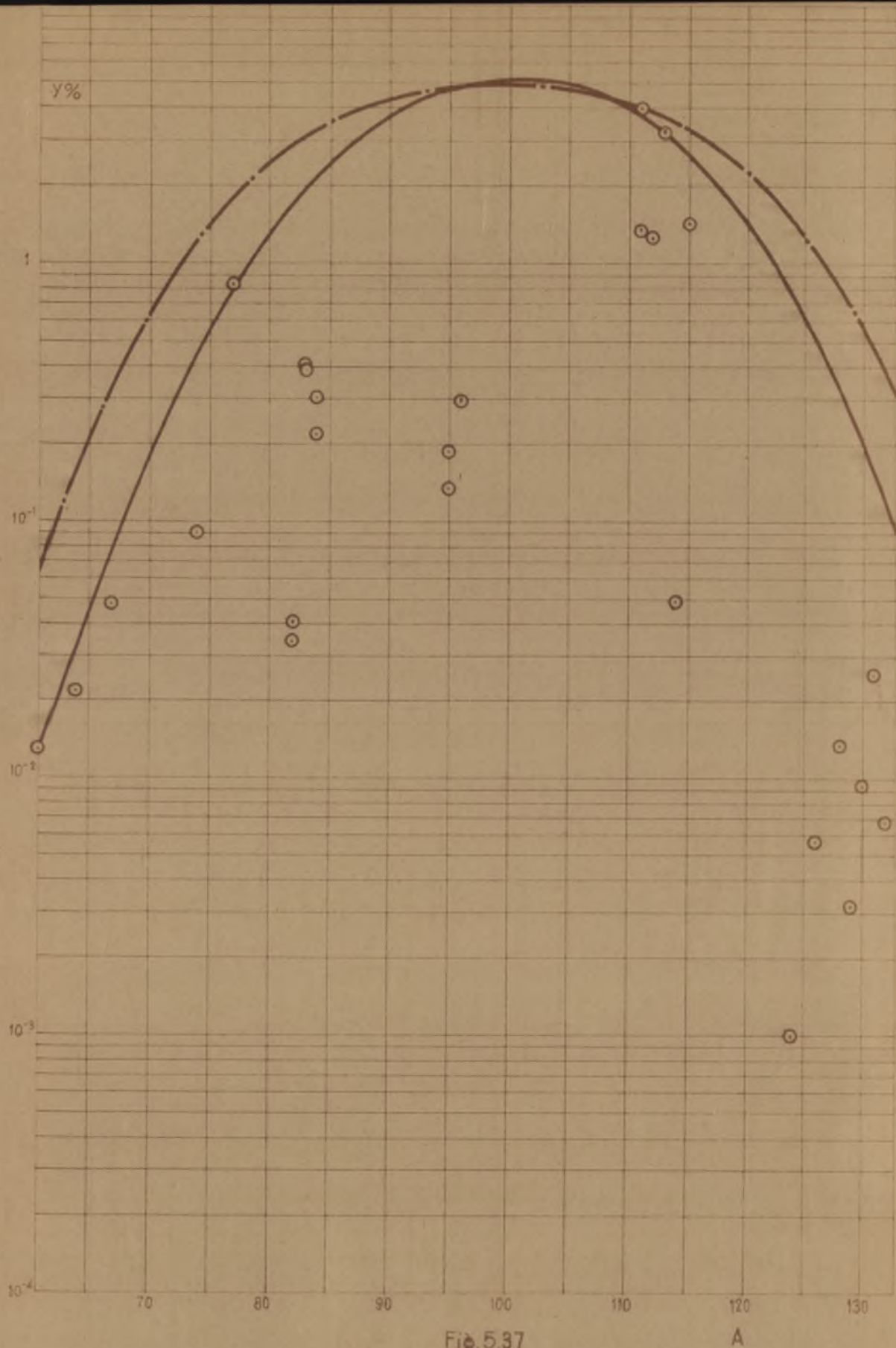


Fig. 5.37

FISION DE Bi^{209} CON PROTONES
 RENDIMIENTO - NUMERO MASICO 75 MEV.

- Curva experimental
- · - Curva obtenida por Goeckerman y Perlman con deuterones de 190 Mev.

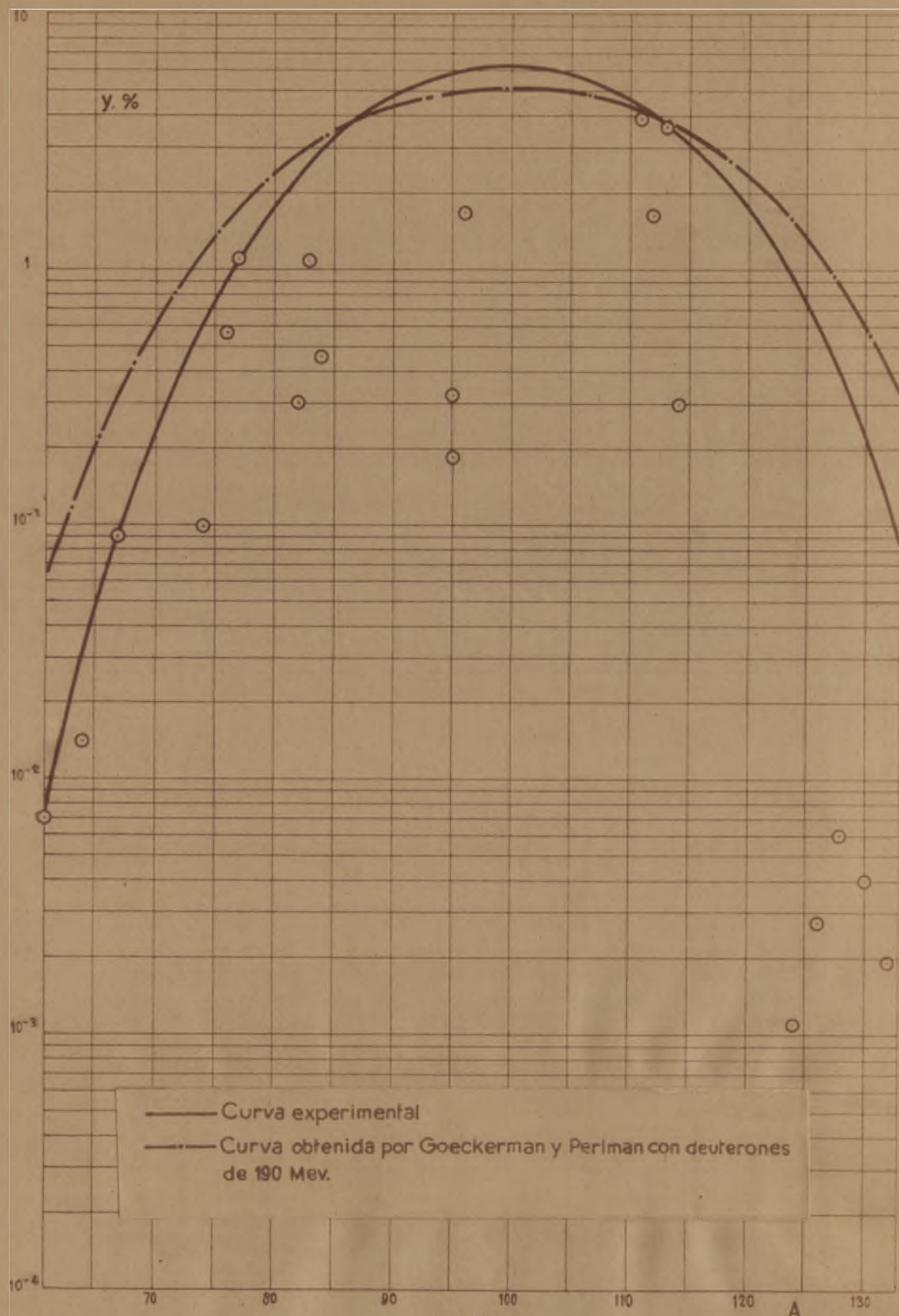
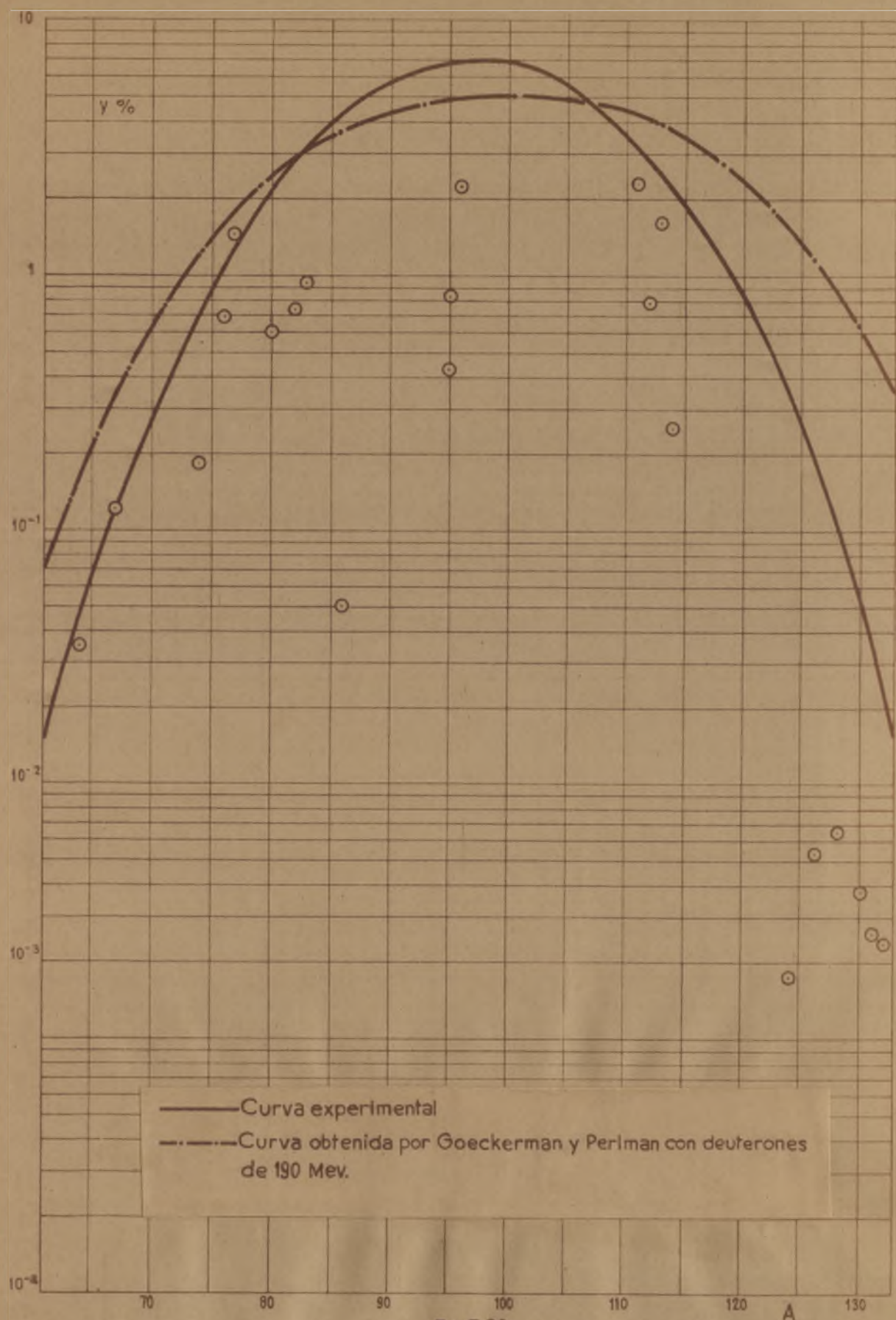


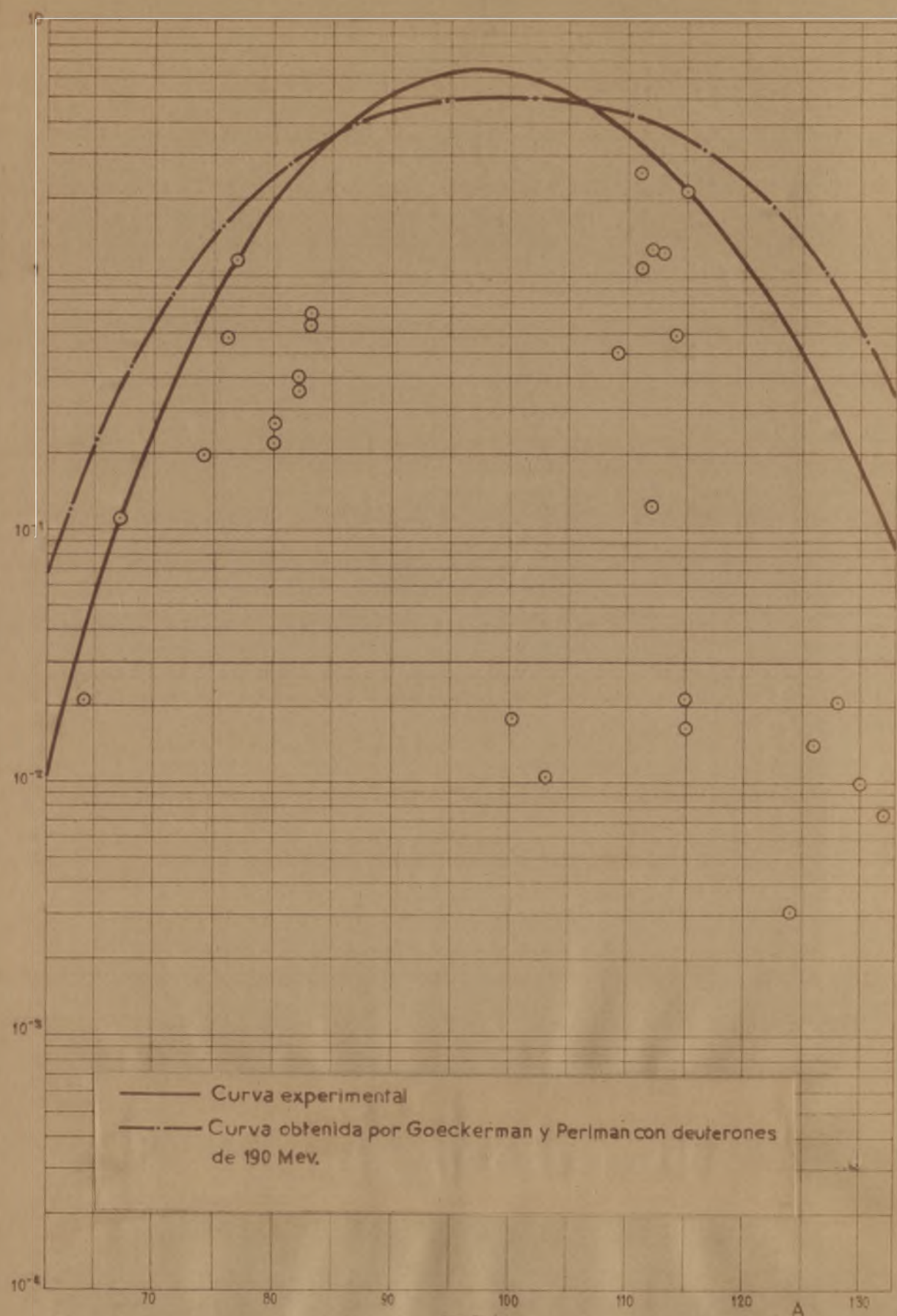
Fig. 5.38

FISIÓN DE Bi^{209} CON PROTONES

RENDIMIENTO - NÚMERO MÁSCO

120 MeV.





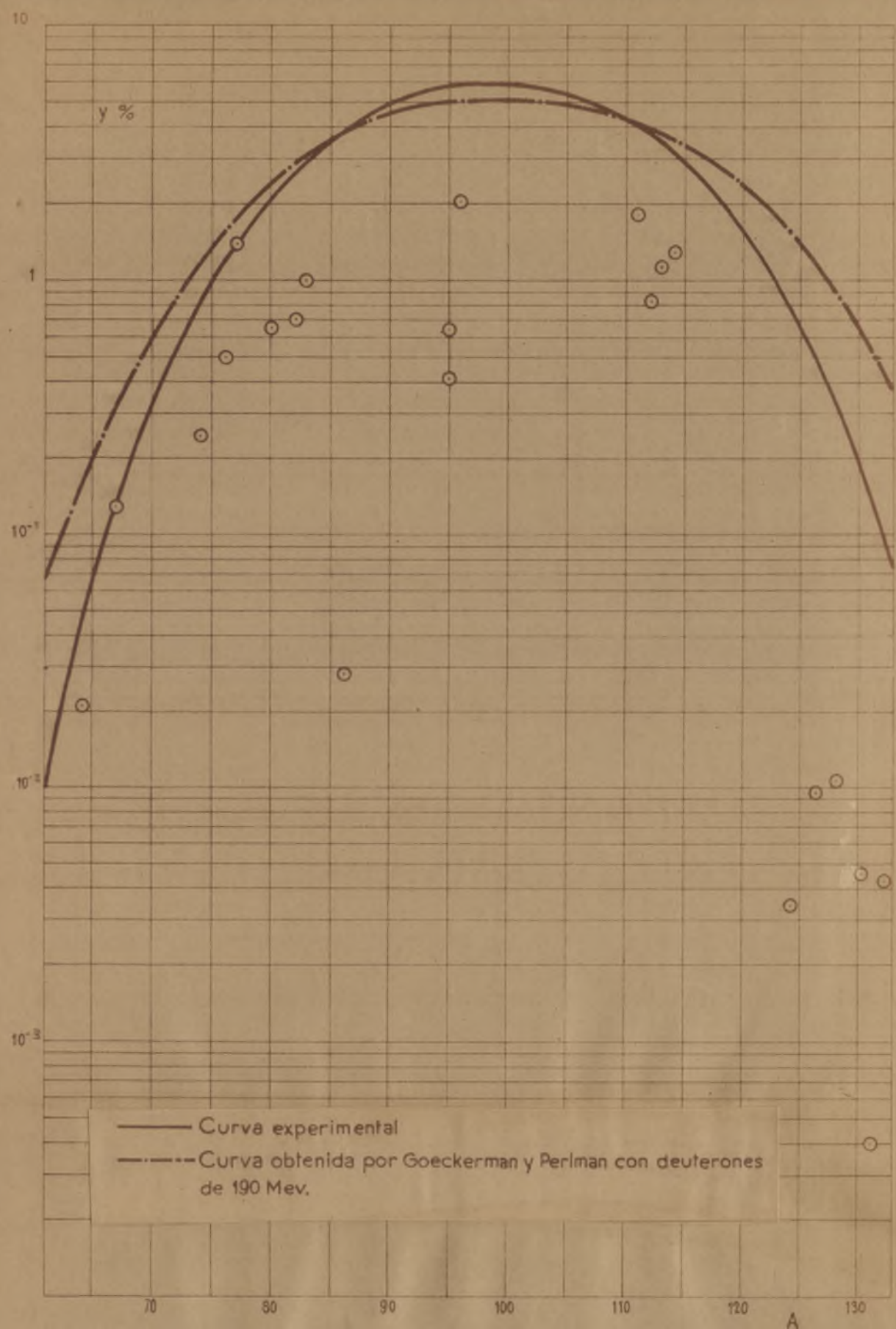


Fig. 5.41

FISIÓN DE Bi^{209} CON PROTONES
 RENDIMIENTO - NUMERO MÀSICO
 242 MEV.

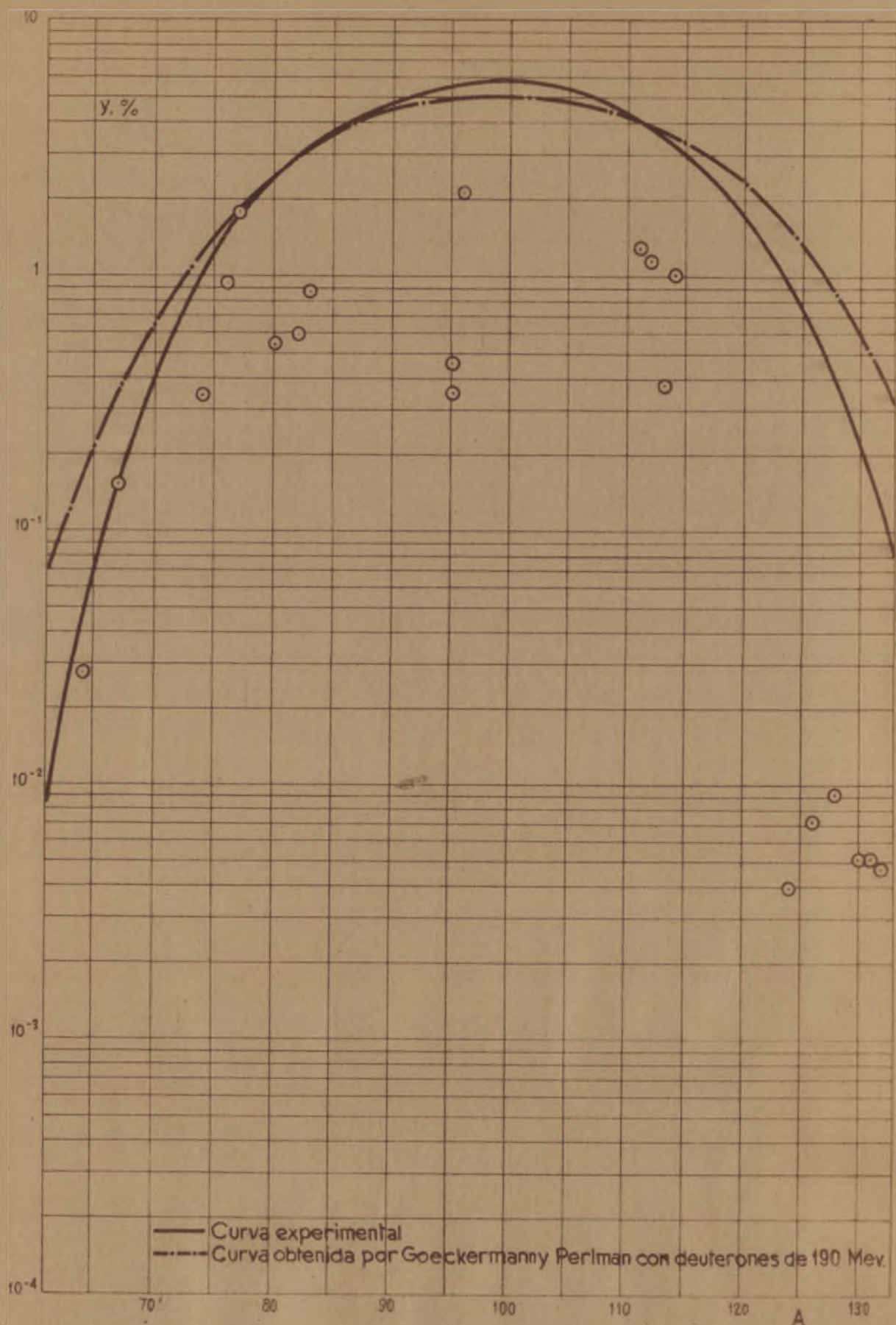


Fig. 5.42

FISIÓN DE Bi^{209} CON PROTONES

RENDIMIENTO - NÚMERO MÁSICO

303 MEV.

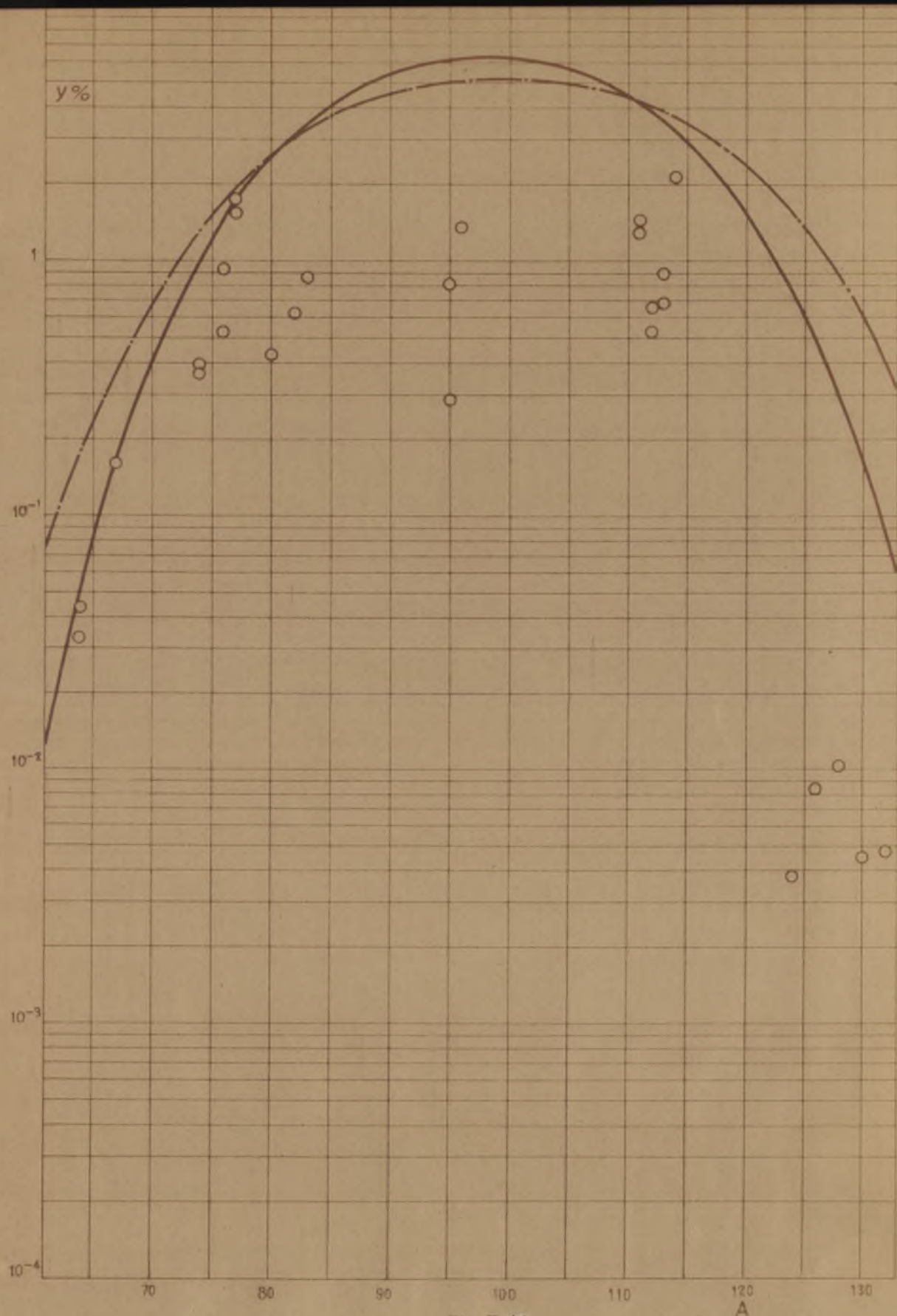


Fig. 5.44

FISION DE Bi^{209} CON PROTONES
 RENDIMIENTO - NÚMERO MASICO 355 MEV.

- Curva experimental
- - - Curva obtenida por Goeckerman y Perlman con deuterones de 190 Mev.

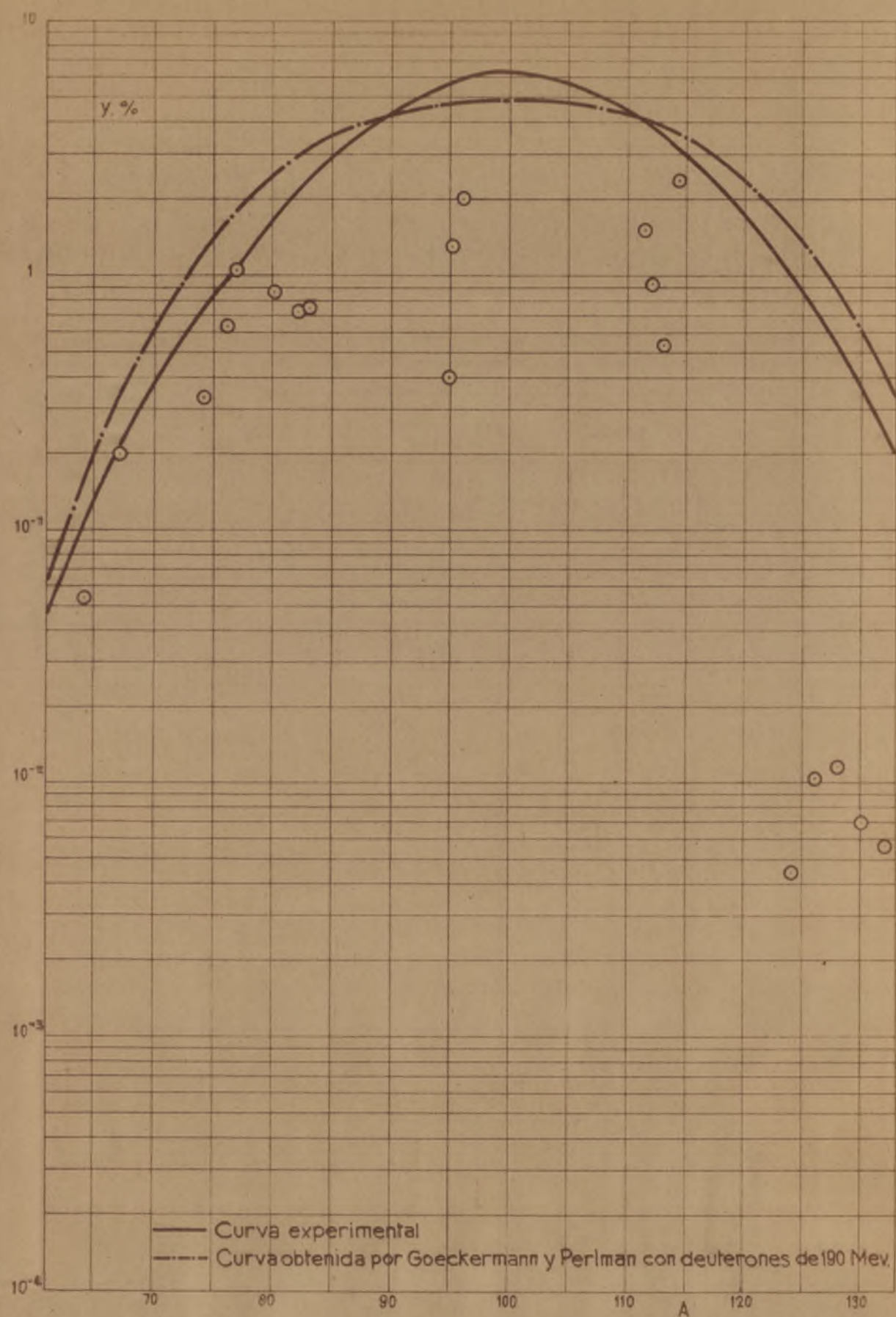


Fig. 5.44

FISIÓN DE Bi^{209} CON PROTONES

RENDIMIENTO - NÚMERO MÁSCO

373 MeV.

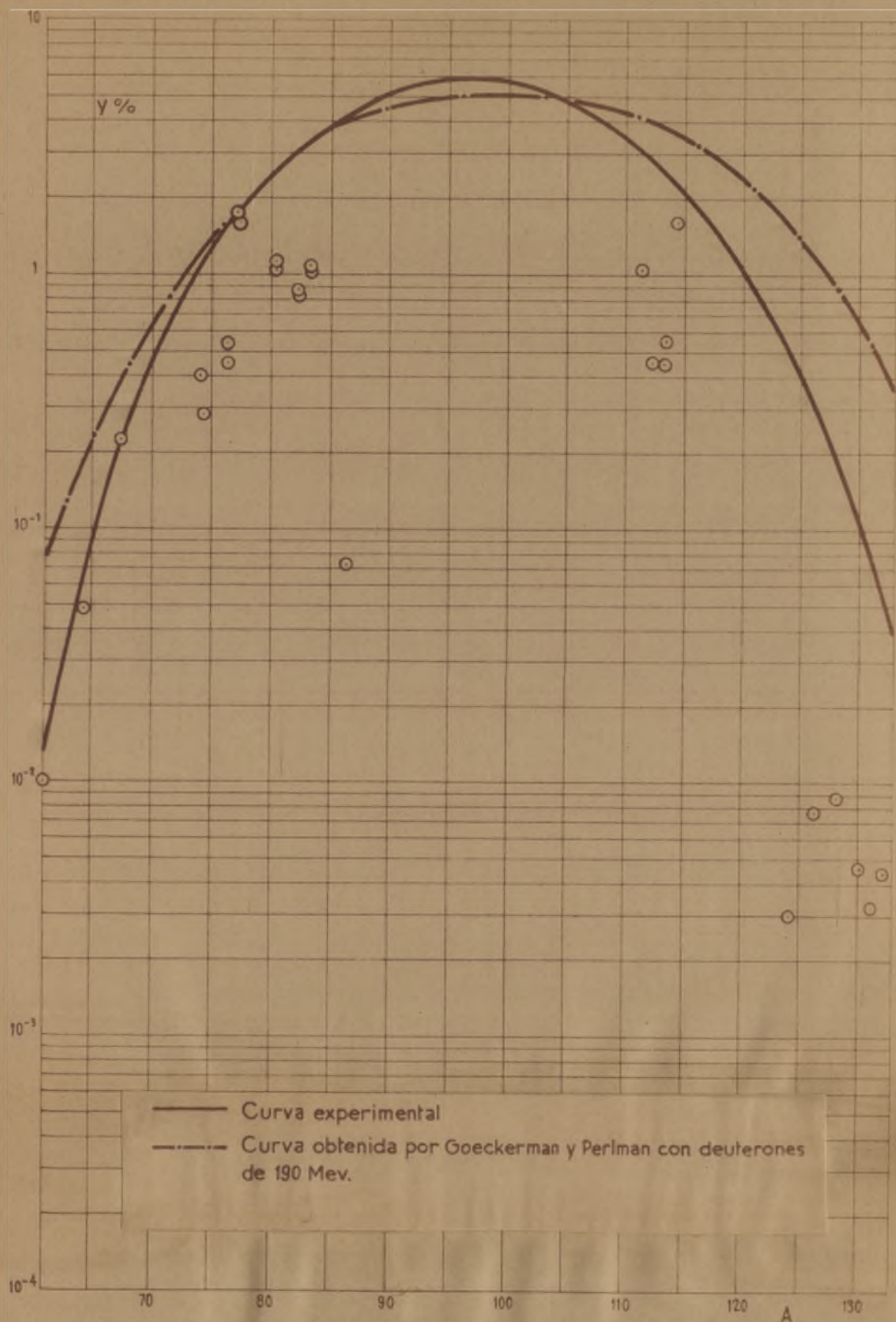


Fig 5.45

FISIÓN DE Bi^{209} CON PROTONES
 RENDIMIENTO - NÚMERO MÁSSICO
 427 MeV.

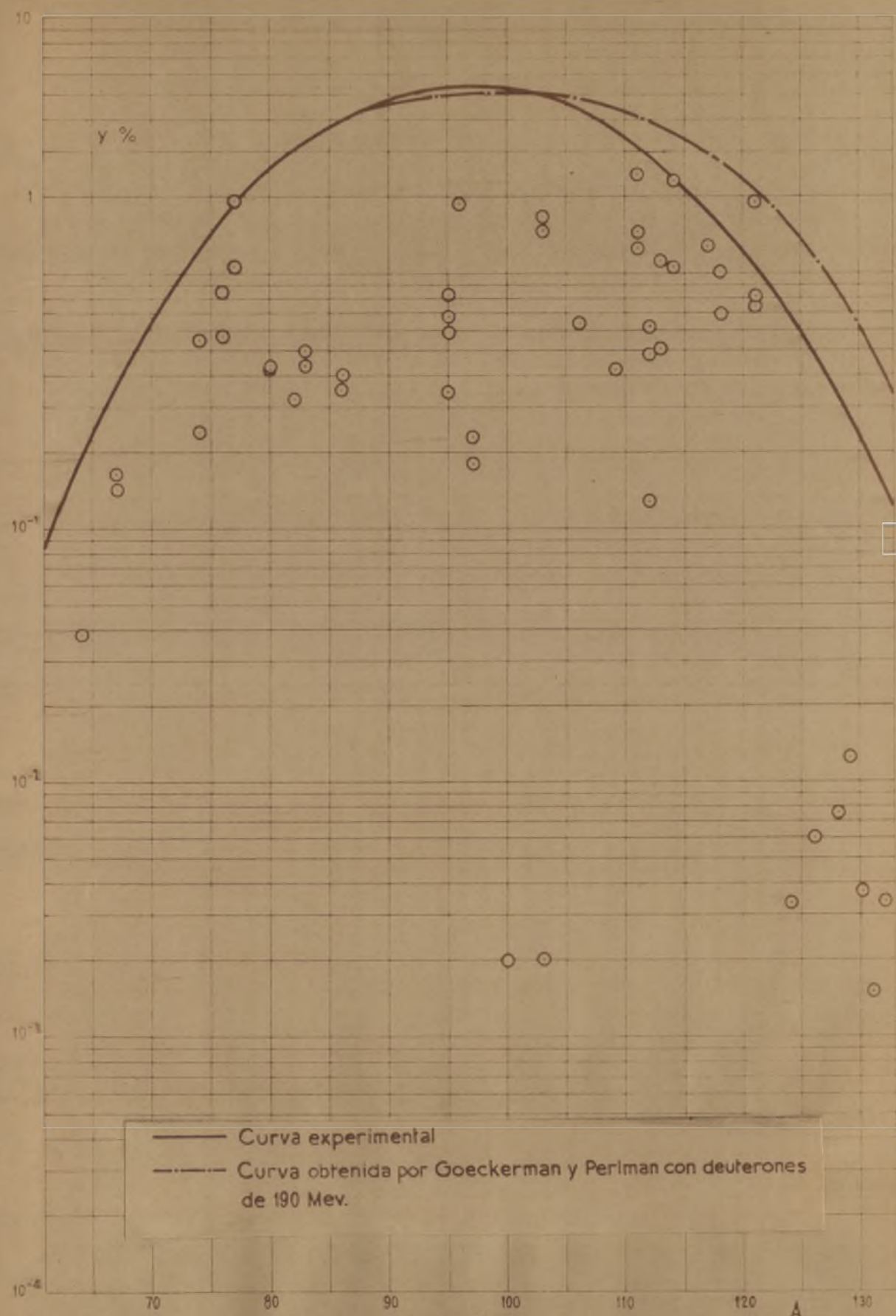


Fig. 5.46

FISIÓN DE Bi^{209} CON PROTONES
 RENDIMIENTO - NÚMERO MÁSCO
 450 Mev.

bución de carga es la misma en todo el intervalo de números mágicos considerados, a partir de datos de distinto origen es posible obtener una curva de distribución que mejor esté de acuerdo con los resultados experimentales y de ahí deducir la división de carga que tiene lugar en el proceso.

Los datos a considerar provienen, en este caso, de:

- 1) Rendimientos individuales en una misma cadena y
- 2) Rendimientos de isótopos protegidos, es decir, de aquellos isótopos que solo pueden ser producidos directamente, ya que están separados de los demás de la cadena por isótopos estables.

Entre los isótopos estudiados, se encuentran los siguientes isótopos protegidos: Cu^{64} , As^{74} , As^{76} , Br^{80} , Br^{82} , Rb^{86} , Nb^{96} , In^{114} , I^{124} , I^{126} , I^{128} y I^{130} .

De acuerdo con las vidas medias de los isótopos padres, y el tiempo transcurrido hasta la separación del elemento los rendimientos obtenidos para los siguientes isótopos pueden ser considerados como rendimientos individuales: Nb^{95} , Ag^{112} , In^{115} y I^{132} .

A partir de los datos de rendimientos dados en las tablas V.25 a V.39 y de los rendimientos totales de las cadenas respectivas que pueden ser tomados de las gráficas correspondientes (V.37 a V.46), los rendimientos en la cadena de los isótopos antes mencionados está dado en la Tabla V. 40.

T A B L A V. 40

Rendimientos en la cadena de desintegración.

Isótopos	Energía, Mev.									
	75	120	184	192	242	303	355	373	427	450
Cu ⁶⁴	0,734	0,588	0,795	0,657	0,429	0,651	{0,917 0,688	0,514	0,924	{0,217 0,212
As ⁷⁴	0,2046	0,186	0,257	0,311	0,312	0,352	{0,377 0,404	0,458	{0,249 0,345	{0,447 0,192
As ⁷⁶	—	0,690	0,634	0,632	0,440	0,589	{0,370 0,668	0,681	{0,285 0,337	{0,506 0,334
Br ⁸⁰	++	—	0,272	{0,134 0,116	0,310	0,233	0,175	0,516	{0,429 0,395	{0,176 0,168
Br ⁸²	{0,0248 0,0206	0,129	0,268	{0,160 0,141	0,264	0,204	0,202	0,336	{0,281 0,270	{0,109 0,107
Rb ⁸⁶	—	—	0,0123	—	0,0073	—	—	—	0,0172	{0,106 0,093
Nb ⁹⁶	0,058	0,280	0,312	—	0,345	0,384	0,225	0,326	—	0,345
In ¹¹⁴	0,0164	0,0851	0,110	0,244	0,406	0,302	0,631	0,705	0,656	{0,448 0,959
I ¹²⁴	0,00137	0,00124	0,006	0,0053	0,00425	0,0044	0,0050	0,0048	0,0060	0,0052
I ¹²⁶	0,0107	0,00435	0,0303	0,0328	0,0192	0,012	0,0168	0,0148	0,0230	0,0125
I ¹²⁸	0,0425	0,0167	0,066	0,072	0,034	0,024	0,033	0,022	0,046	0,022
I ¹³⁰	0,057	0,0186	0,0792	0,052	0,0271	0,026	0,0306	0,020	0,046	0,0176
Nb ⁹⁵	0,038	0,056	0,119	—	0,109	0,084	0,135	0,224	—	0,109
	0,027	0,032	0,062	—	0,070	0,066	0,050	0,068	—	0,063
Ag ¹¹²	0,465	0,399	0,112	0,429	0,223	0,280	{0,159 0,130	0,231	{0,152 0,158	{0,115 0,090
In ¹¹⁵	0,516	—	—	1,00	—	—	—	—	—	—
I ¹³²	0,052	0,0158	0,160	0,067	0,043	0,047	0,058	0,025	0,081	0,024

Estos resultados se han representado gráficamente en las figuras V.47 a V.50.

Si bien los datos no son lo suficientemente precisos para poder establecer con seguridad el mecanismo de la fisión, con los datos actuales se puede intentar comprobar si el mecanismo de fisión dado por Goeckermann y Perlman se cumple en estas condiciones. Para ello, debe calcularse para las distintas masas de estos isótopos el número atómico correspondiente, a la más probable distribución para una cierta emisión de neutrones. Será calculada, por tanto, la desviación en número atómico de los elementos hallados, con el fin de trazar las curvas correspondientes, trazando el rendimiento de la cadena, frente a esta desviación.

Los cálculos están dados en la Tabla V. 41.

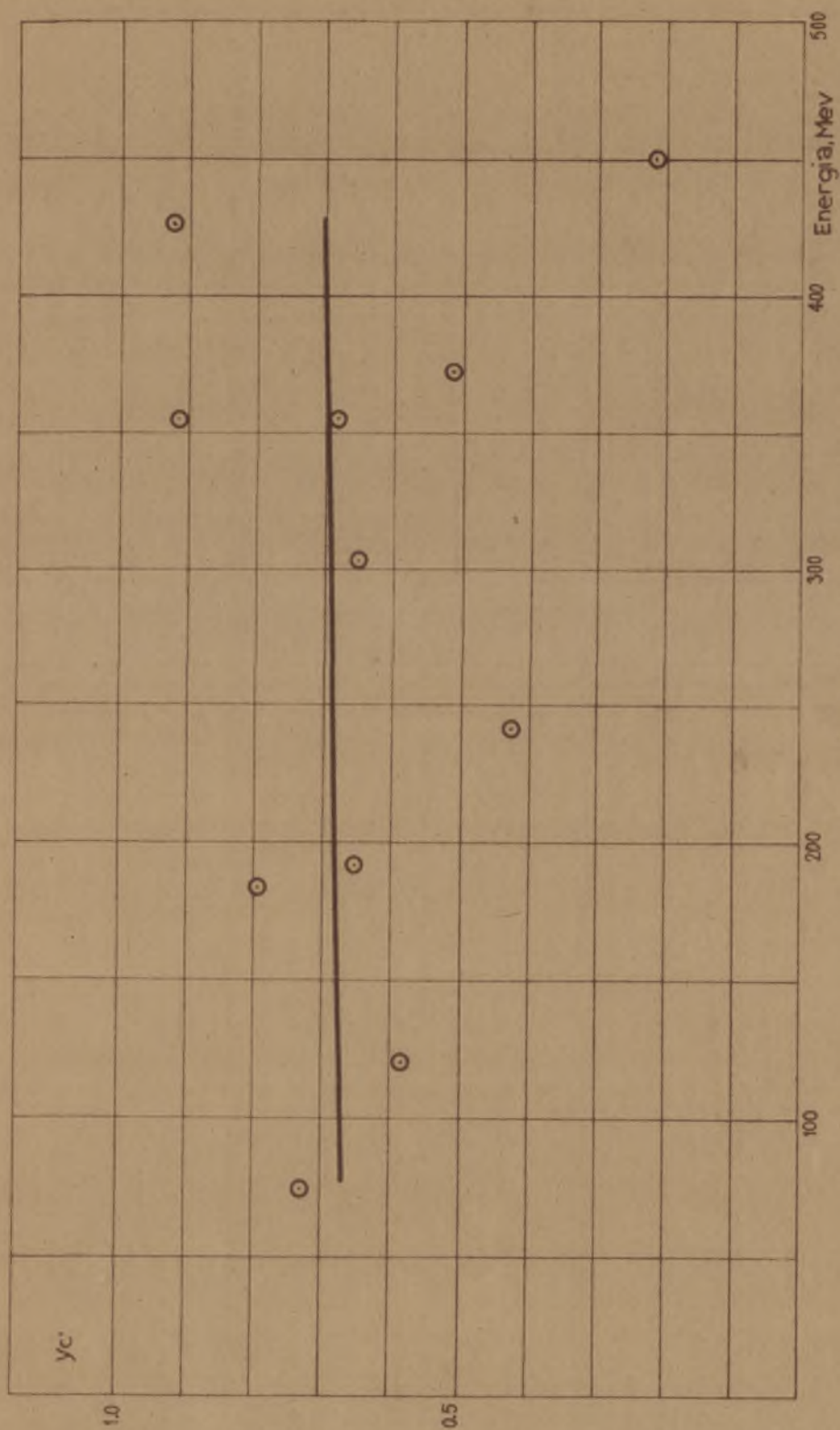
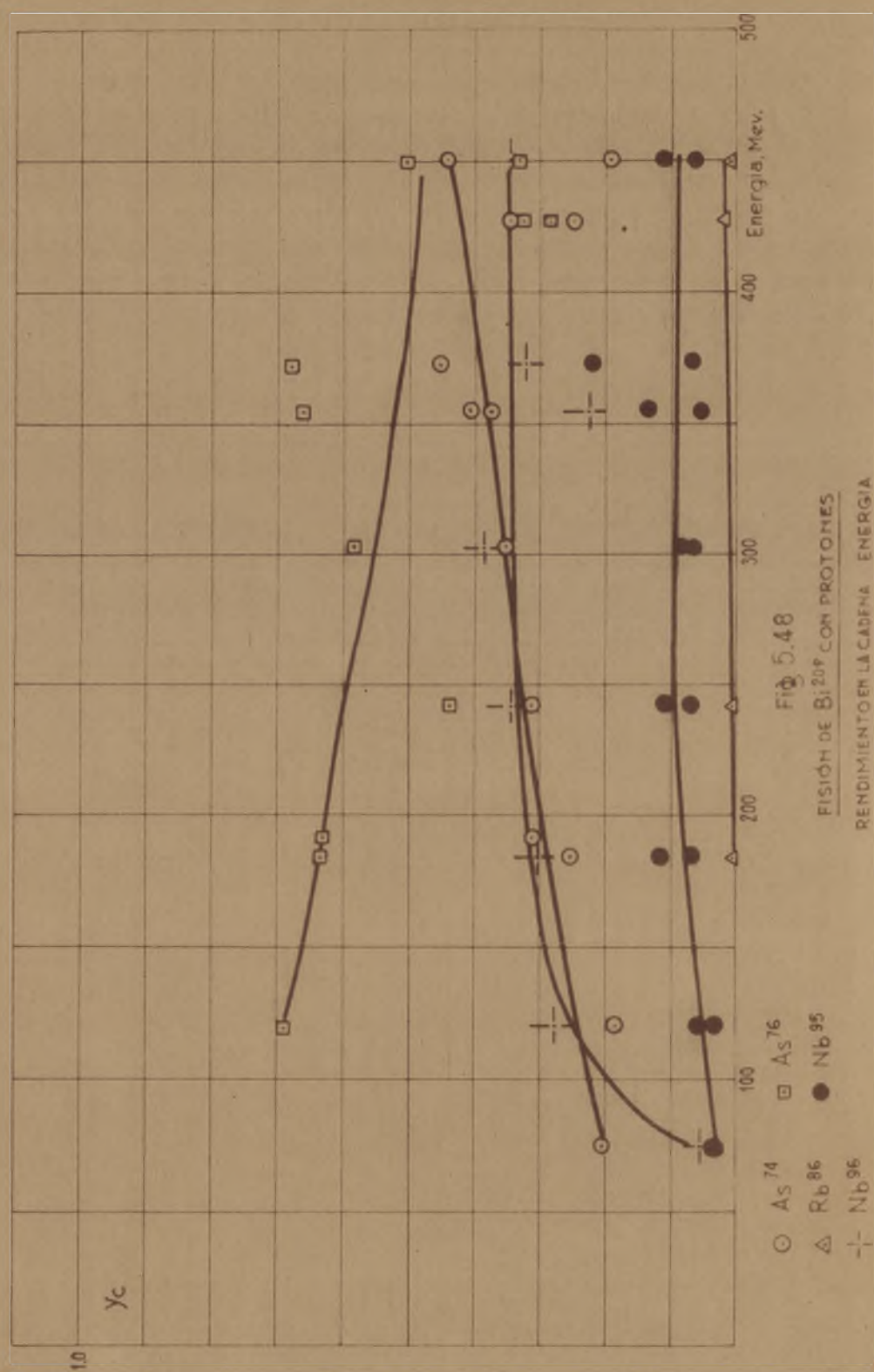


Fig. 5.47

FISIÓN DE Bi^{209} CON PROTONES
 Cu^{64}

RENDIMIENTO EN LA CADENA - ENERGÍA



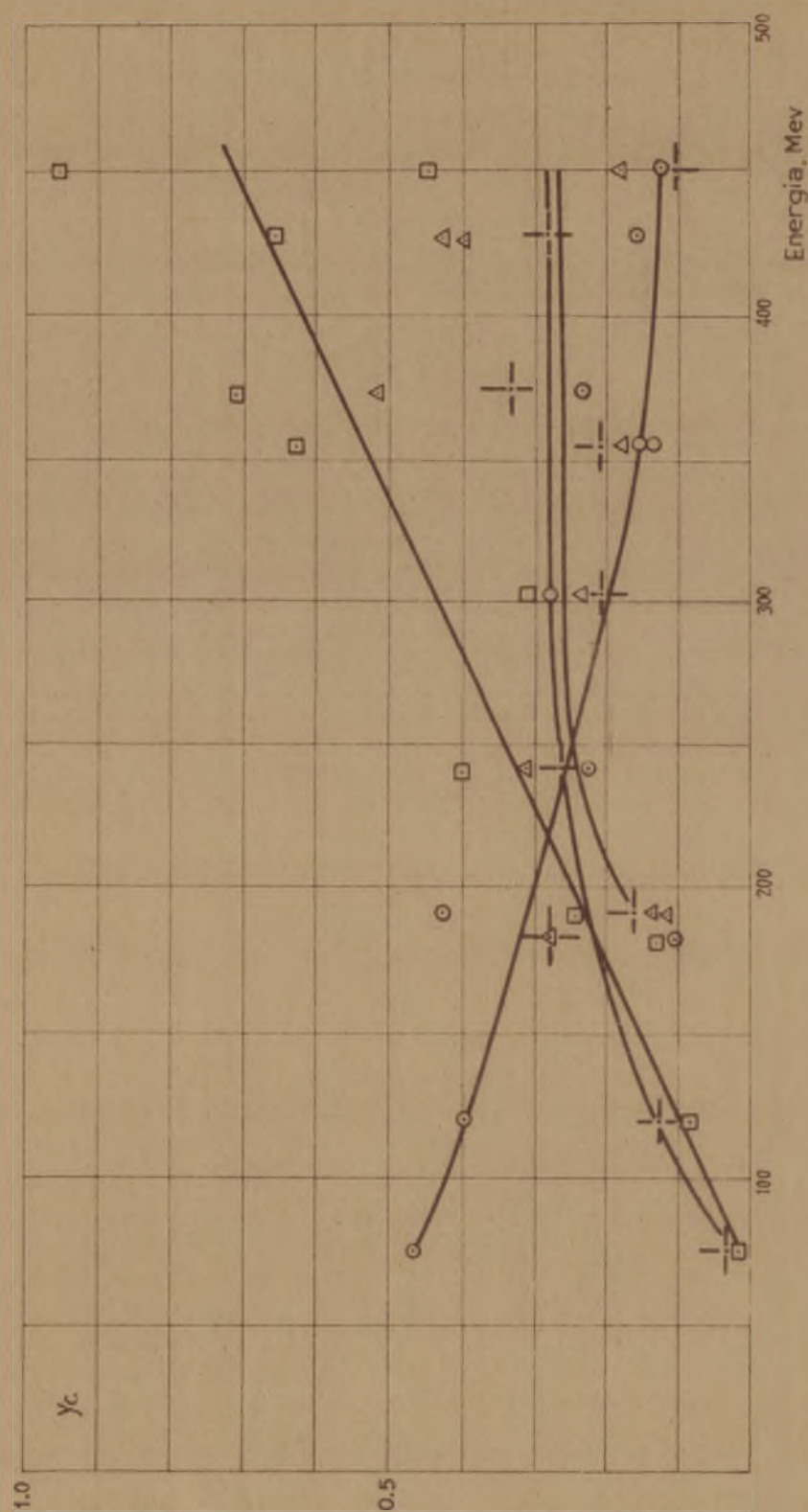


Fig 5.49

FISION DE Bi^{209} CON PROTONES
RENDIMIENTO EN LA CADENA, ENERGIA

Δ Bi^{80} \circ Ag^{112}
 $+$ Bi^{82} \square In^{114}

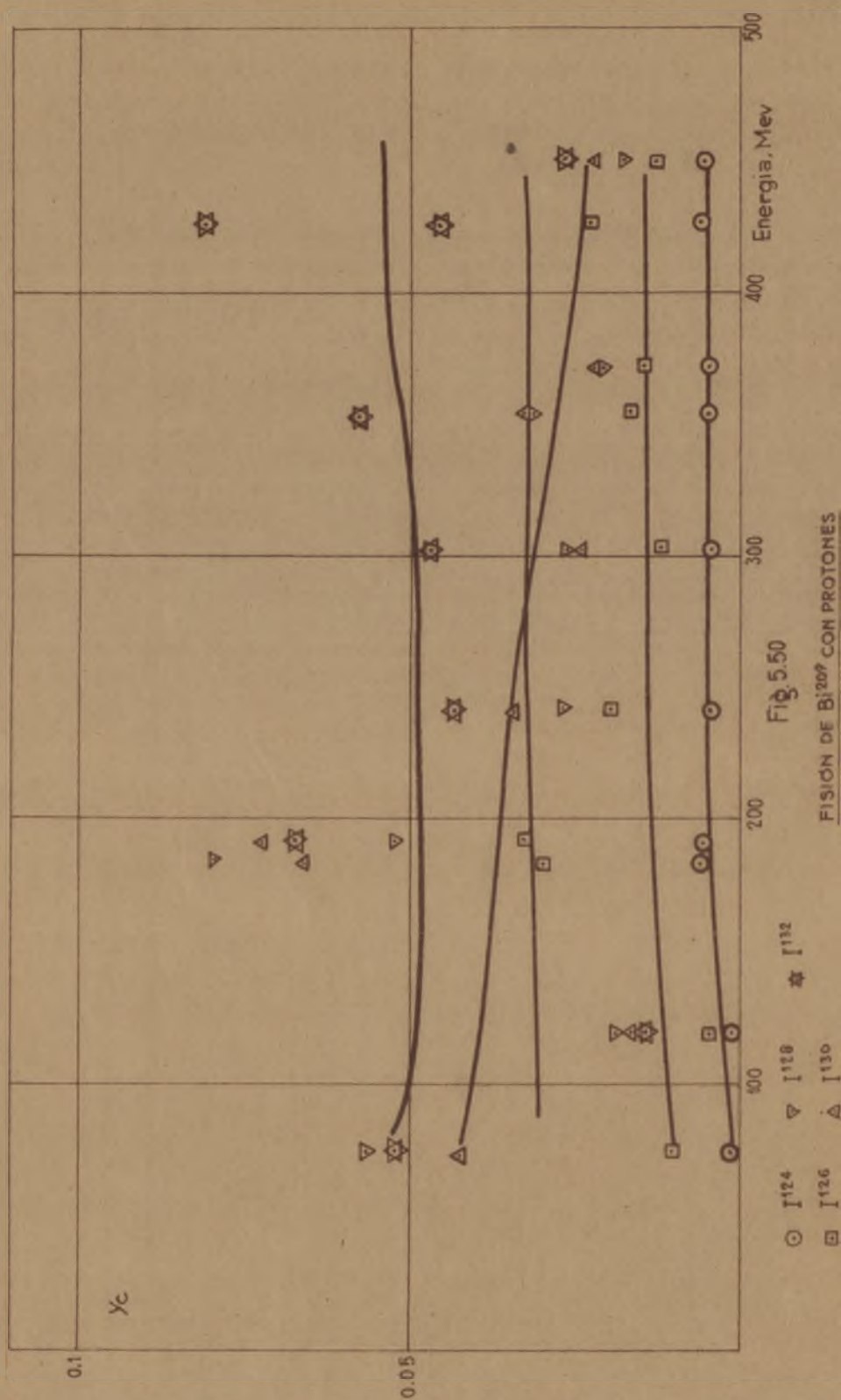


Fig. 5.50

FISIÓN DE Bi^{209} CON PROTONES
 RENDIMIENTO EN LA CADENA-ENERGÍA

Elemento	Número máscico	Número de neutrones				emitidos											
		6 Nº atómi co más fa- vorable.	Desvia- ción.	8 Nº atómi co más fa- vorable.	Desvia- ción.	9 Nº atómi co más fa- vorable.	Desvia- ción.	10 Nº atómi co más fa- vorable.	Des- via- ción	11 Nº atómi co más fa- vorable.	Des- via- ción	12 Nº atómi co más fa- vorable.	Des- via- ción	13 Nº atómi co más fa- vorable.	Des- via- ción	14 Nº atómi co más fa- vorable.	Des- via- ción.
Cu	64	26,38	+2,62	26,6	+2,4	26,78	+2,22	26,9	+2,1	27,01	+1,99	27,18	+1,82	27,2	+1,8	27,41	+1,59
As	74	30,47	+2,53	30,77	+2,33	30,96	+2,04	31,1	+1,9	31,21	+1,79	31,4	+1,6	31,43	+1,57	31,70	+1,3
Au	76	31,33	+1,67	31,6	+1,4	31,8	+1,2	31,97	+1,3	32,06	+0,94	32,22	+0,78	32,30	+0,7	32,59	+0,41
Br	80	32,96	+2,04	33,25	+1,75	33,46	+1,54	33,62	+1,38	33,79	+1,21	33,95	+1,05	34,10	+1,0	34,27	+0,73
Br	82	33,8	+1,2	34,1	+0,9	34,3	+0,7	33,44	+0,56	34,6	+0,4	34,8	+0,2	34,83	+0,17	35,16	+0,16
Rb	86	34,56	+1,58	35,8	+1,2	36,0	+1,0	36,17	+0,83	36,3	+0,7	36,5	+0,5	36,55	+0,45	36,85	+0,15
Nb	95	39,16	+1,84	39,5	+1,5	39,73	+1,27	39,93	+1,67	40,10	+0,9	40,37	+0,63	40,40	+0,60	40,70	+0,30
Nb	96	39,57	+1,43	39,94	+1,06	40,16	+0,84	40,4	+0,6	40,52	+0,48	40,75	+0,25	40,80	+0,20	41,10	+0,10
Ag	112	46,12	+0,88	46,6	+0,4	46,9	+0,1	47,07	-0,07	47,3	-0,3	47,51	-0,51	47,6	-0,6	48,0	-1,0
In	114	46,96	+2,04	47,46	+1,54	47,7	+1,3	47,94	+1,06	48,1	+0,9	48,42	+0,58	48,5	+0,5	48,9	+0,1
In	115	47,4	+1,6	47,9	+1,1	48,1	+0,9	48,36	+0,64	48,52	+0,48	48,81	+0,19	48,9	+0,1	49,35	-0,35
I	124	51,1	+1,9	51,58	+1,42	51,9	+1,1	52,1	+0,9	52,4	+0,6	52,6	+0,4	52,7	+0,3	53,1	-0,1
I	126	51,92	+1,08	52,42	+0,58	52,7	+0,3	52,95	+0,05	53,13	-0,13	53,5	-0,5	53,6	-0,6	54,0	-1,0
I	128	52,75	+0,25	53,3	-0,3	53,52	-0,52	53,8	-0,8	54,0	-1,0	54,4	-1,4	54,47	-1,47	54,9	-1,9
I	130	53,55	-0,55	54,08	-1,08	54,4	-1,4	54,62	-1,62	54,90	-1,90	55,14	-2,14	55,3	-2,3	55,7	-2,7
I	132	54,4	-1,4	54,94	-1,94	55,23	-2,23	55,45	-2,45	55,7	-2,7	56,0	-3,0	56,1	-3,1	56,57	-3,57

La representación gráfica de los rendimientos en la cadena frente a las desviaciones obtenidas está hecha en las figuras V.51 a V.60, en las que se han trazado curvas que pasando por los puntos experimentales determinen un área igual a la unidad, ya que la suma de los rendimientos en una cadena, expresados en tantos por ciento del total, debe ser igual a 100.

En general puede observarse que mientras en los experimentos a energías bajas la curva que corresponde a la emisión de 6 neutrones, se ajusta relativamente bien a los distintos rendimientos experimentales, a energías superiores las curvas de emisión de 8 y 10 neutrones dan una expresión mejor de los resultados. A energías elevadas el número de neutrones parece ser 10.

Sin embargo, la imprecisión en el supuesto rendimiento de las cadenas hace que estos resultados no sean suficientemente precisos para poder afirmar esto de una manera terminante. Sería conveniente, para poder conocer de una forma completa, la distribución de carga en este tipo de fisión con partículas de energía elevada realizar experimentos dedicados exclusivamente a este fin, determinando simultáneamente los rendimientos de distintos miembros de las diferentes cadenas y los rendimientos totales cuando ello fuera posible.

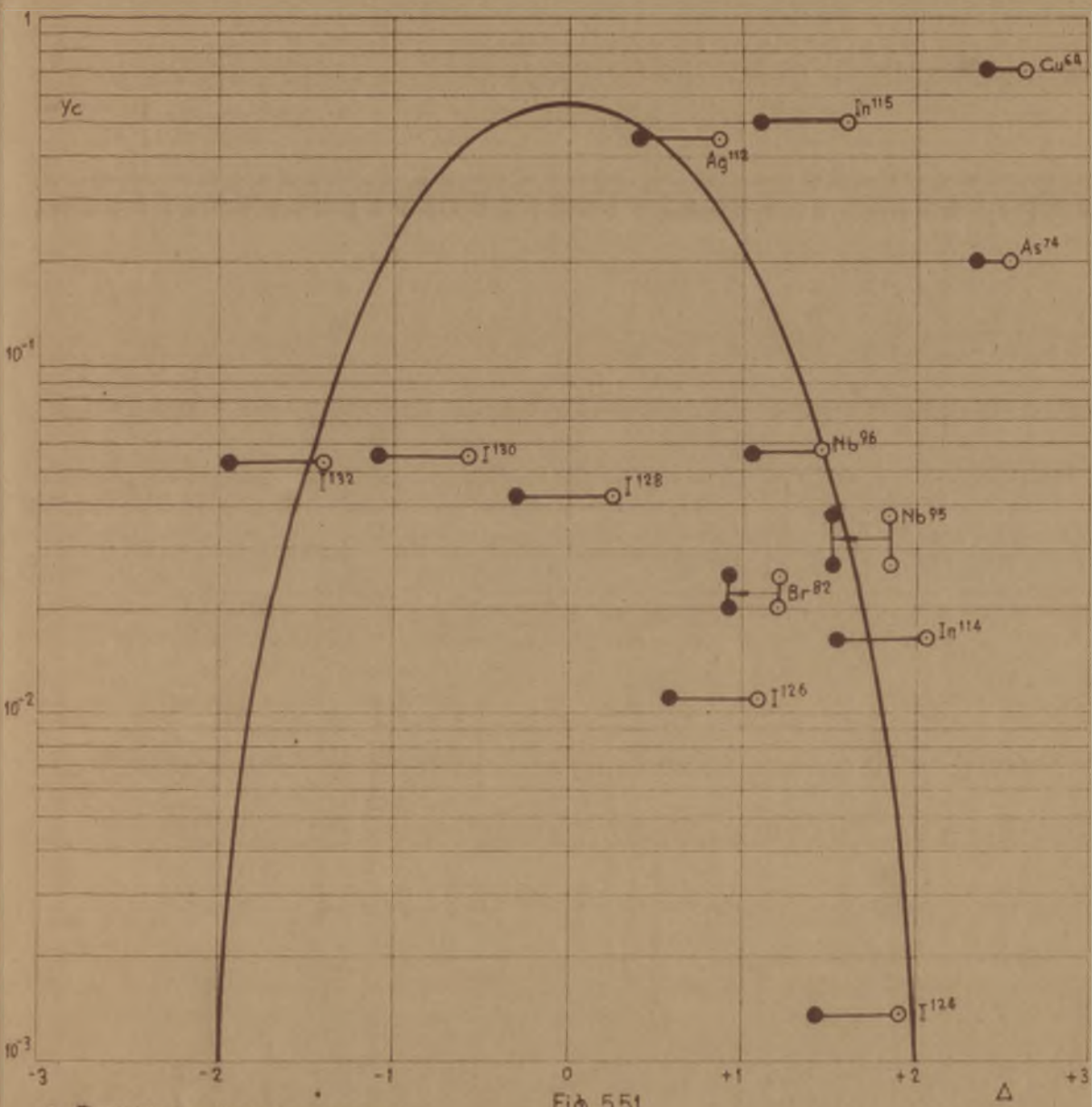


Fig. 551

FISIÓN DE Bi^{209} CON PROTONES

RENDIMIENTO EN LA CADENA.- DESVIACIÓN DEL

NÚMERO MÁSICO ENCONTRADO

75 MeV.

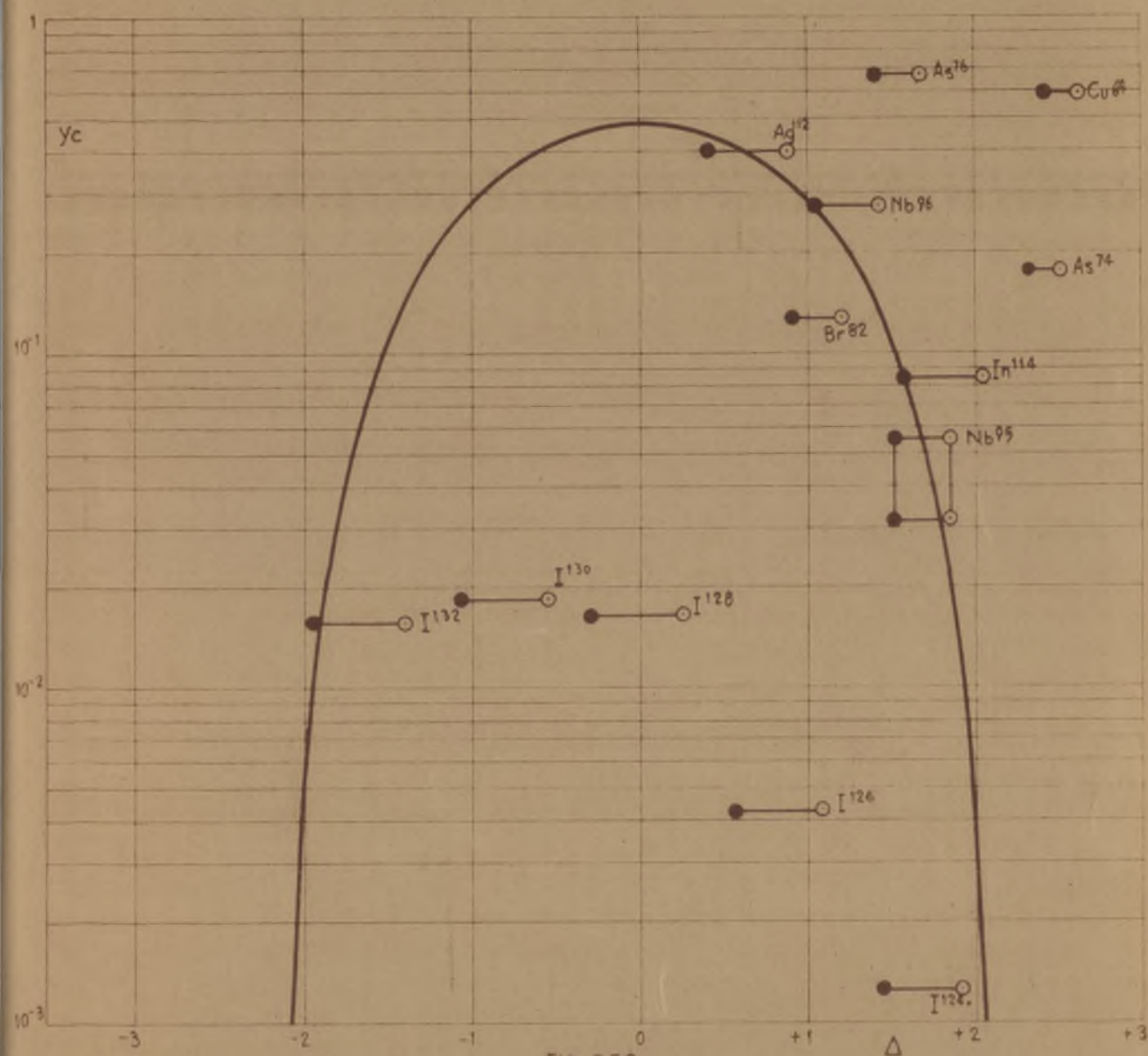


Fig 5.52

○ Emisión previa de 6 neutrones

● " " " 8 " "

FISIÓN DE Bi^{209} CON PROTONES

RENDIMIENTO EN LA CADENA - DESVIACIÓN DEL

NÚMERO MÁSICO ENCONTRADO

120 MeV.

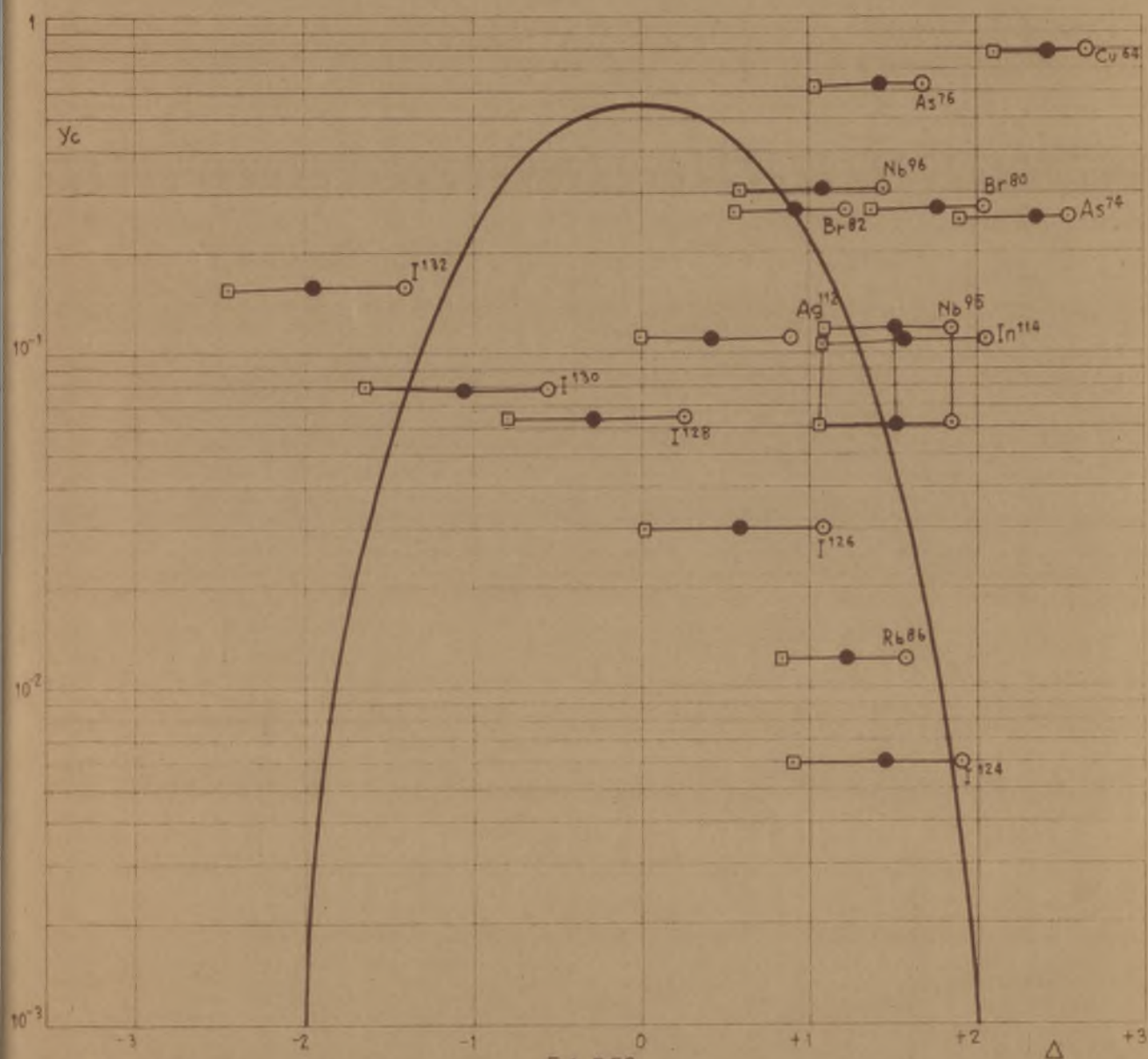


Fig. 5.53

○ Emisión previa de 6 neutrones

● " " " 8 "

□ " " " 10 "

FISIÓN DE Bi^{209} CON PROTONES

RENDIMIENTO EN LA CADENA.- DESVIACIÓN DEL
NÚMERO MÁSICO ENCONTRADO

184 MeV.

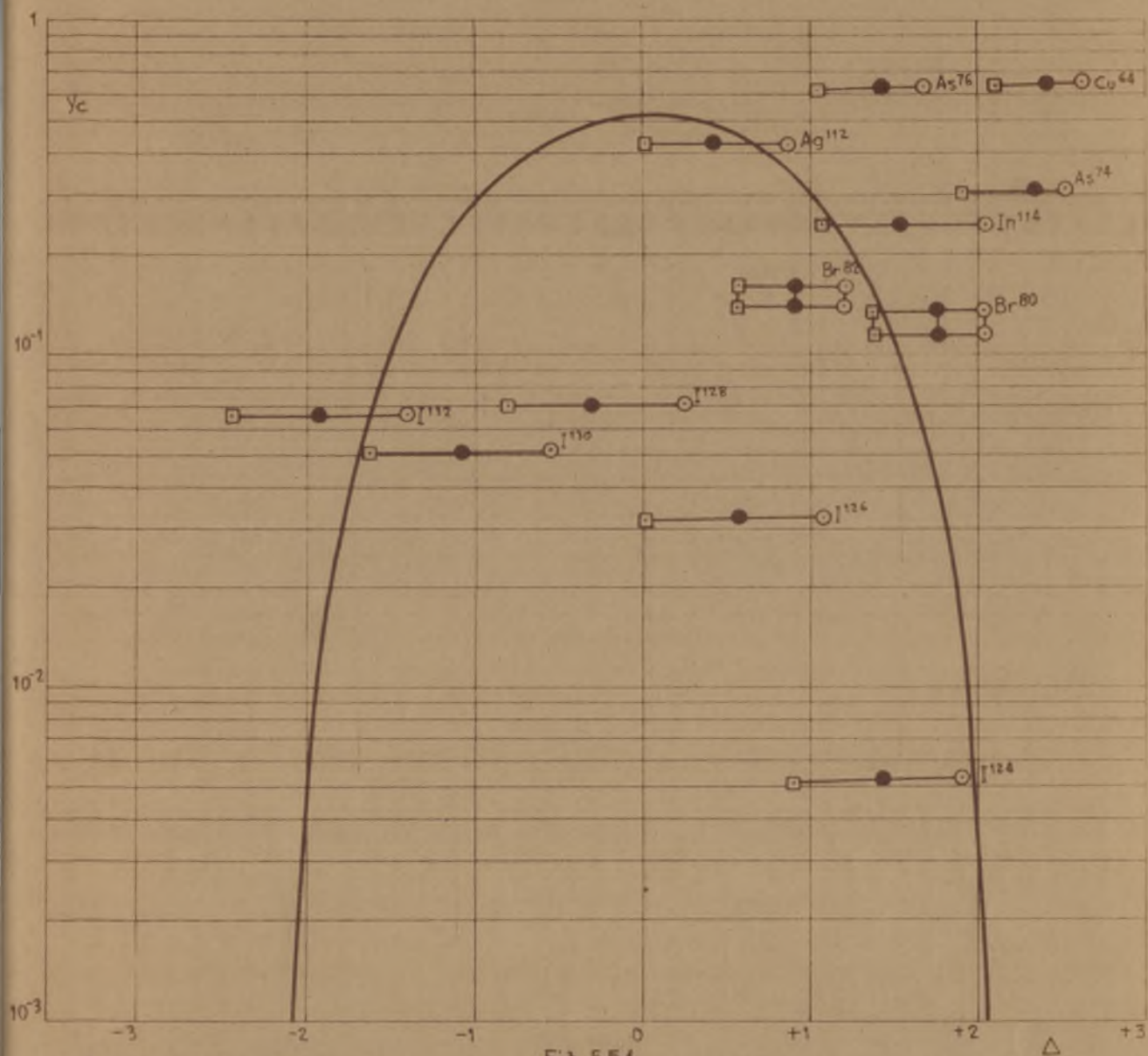


Fig. 5.54

FISIÓN DE Bi^{209} CON PROTONES

RENDIMIENTO EN LA CADENA.- DESVIACIÓN DEL
NÚMERO MÁSICO ENCONTRADO

192 MeV.

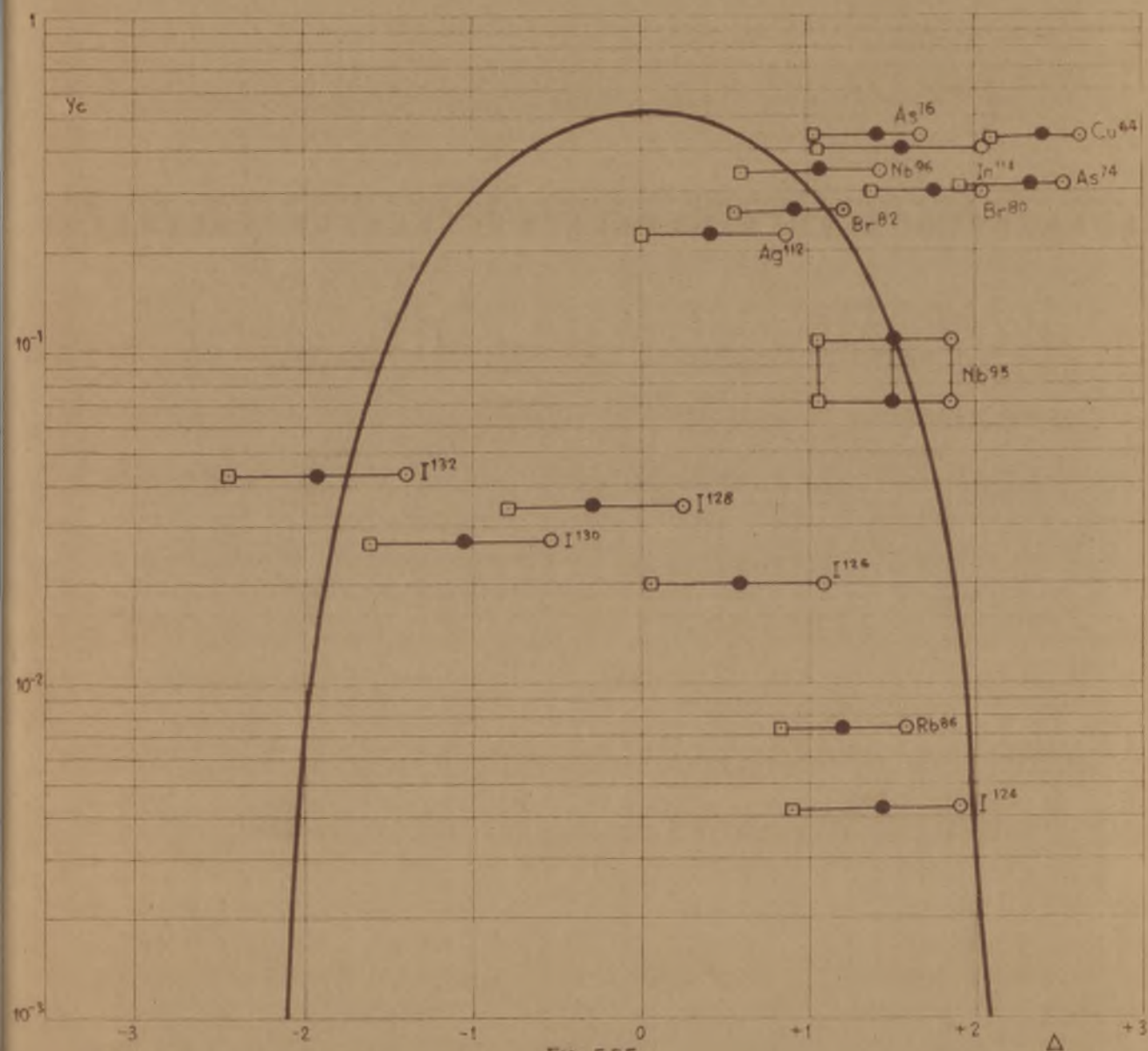


Fig. 5.55

○ Emisión previa de 6 neutrones

● " " " 8 "

□ " " " 10 "

FISIÓN DE Bi²⁰⁹ CON PROTONES

RENDIMIENTO EN LA CADENA - DESVIACIÓN DEL
NÚMERO MÁSICO ENCONTRADO

242 MEV

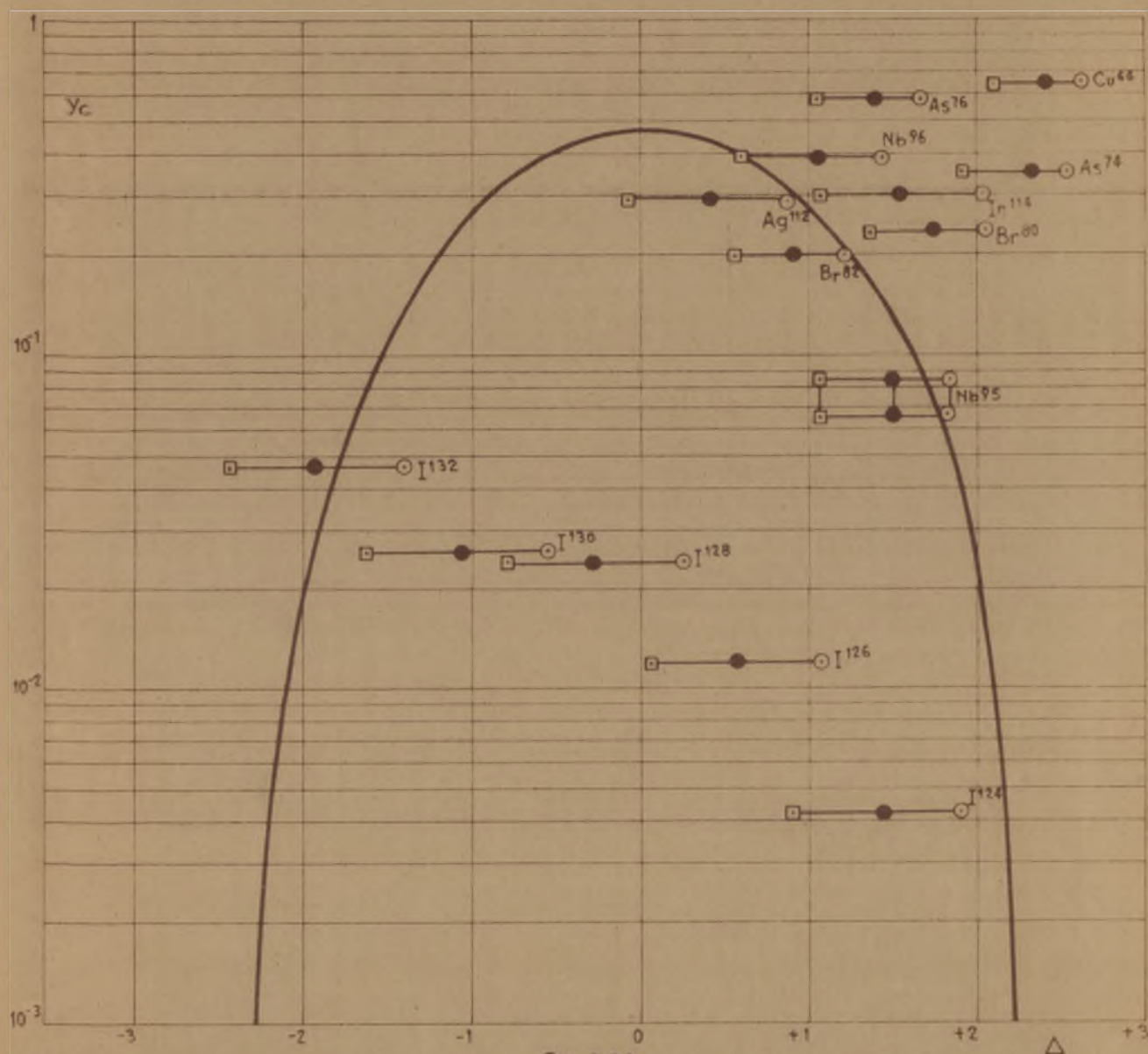


Fig. 5.56

○ Emisión previa de 6 neutrones

● " " " 8 "

□ " " " 10 "

FISIÓN DE Bi^{209} CON PROTONES

RENDIMIENTO EN LA CADENA - DESVIACIÓN DEL

NÚMERO MÁSICO ENCONTRADO

303 MeV.

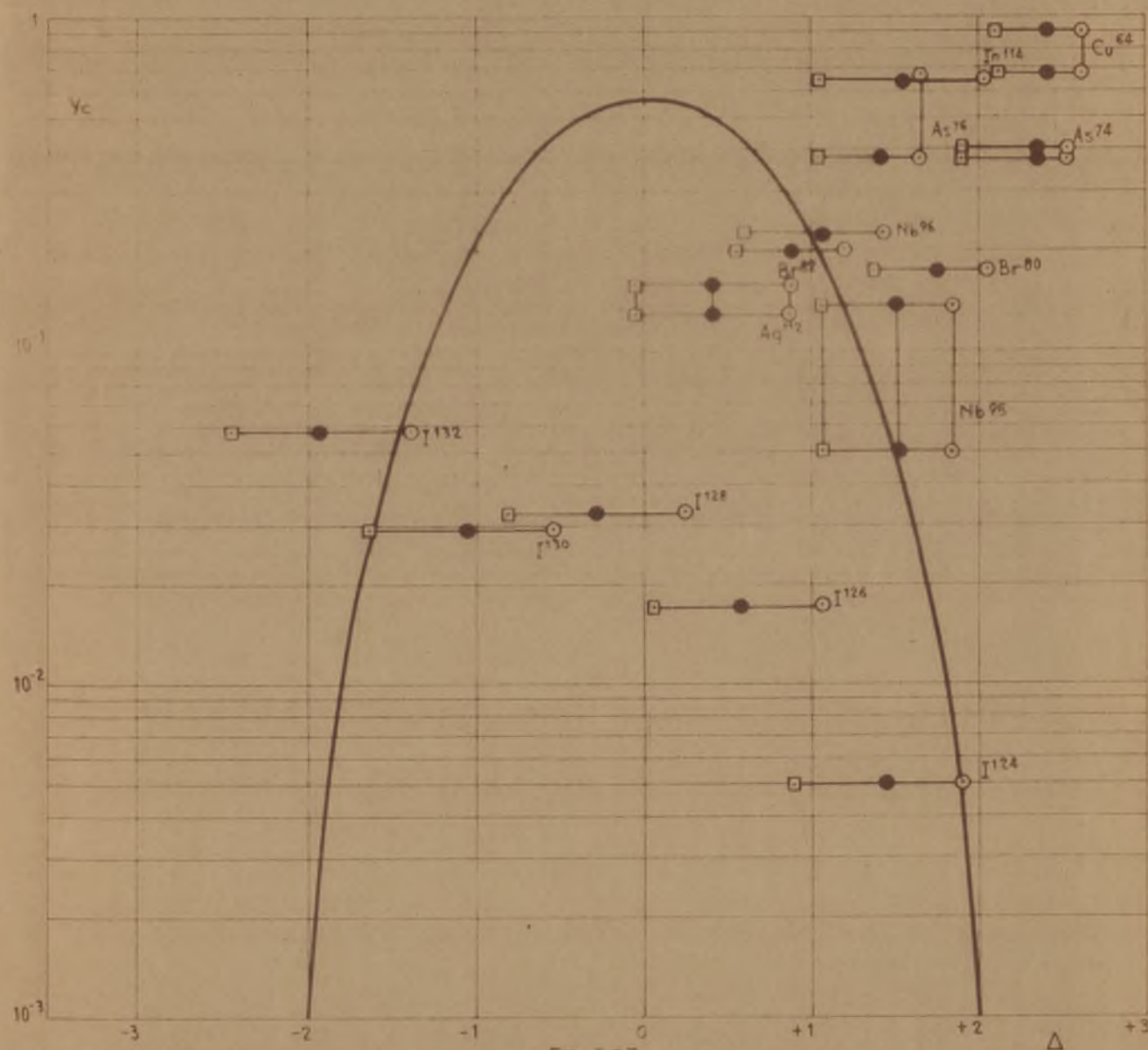


Fig. 557

○ Emisión previa de 6 neutrones

● " " " 8

□ " " " 10

FISIÓN DE Bi^{209} CON PROTONES

RENDIMIENTO EN LA CADENA - DESVIACIÓN DEL
NÚMERO MÁSICO ENCONTRADO

355 MeV

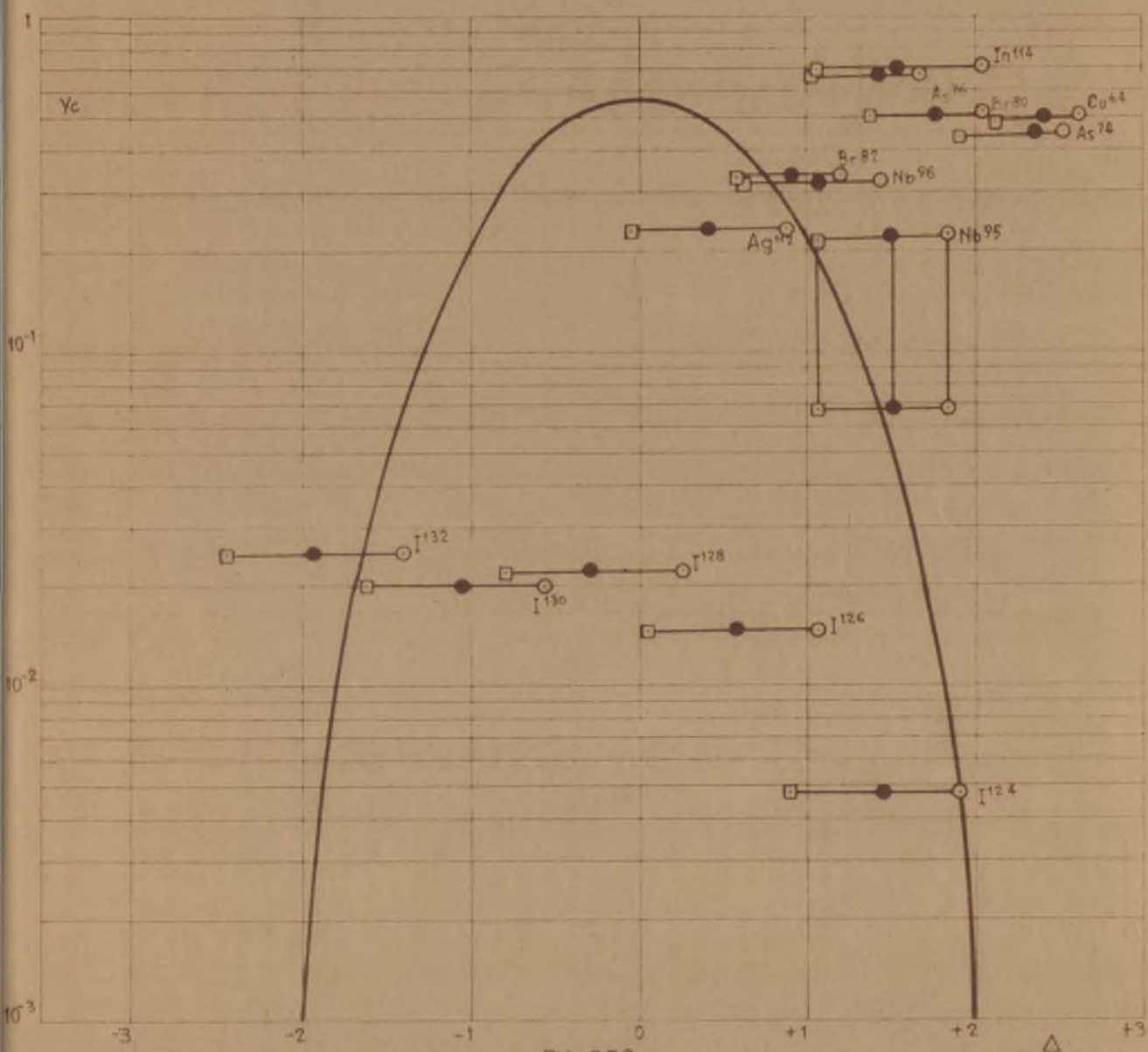


Fig. 5.58

○ Emisión previa de 6 neutrones

● " " " 8

□ " " " 10

FISIÓN DE Bi^{209} CON PROTONES

RENDIMIENTO EN LA CADENA - DESVIACIÓN DEL

NÚMERO MÁSICO ENCONTRADO

373 MeV

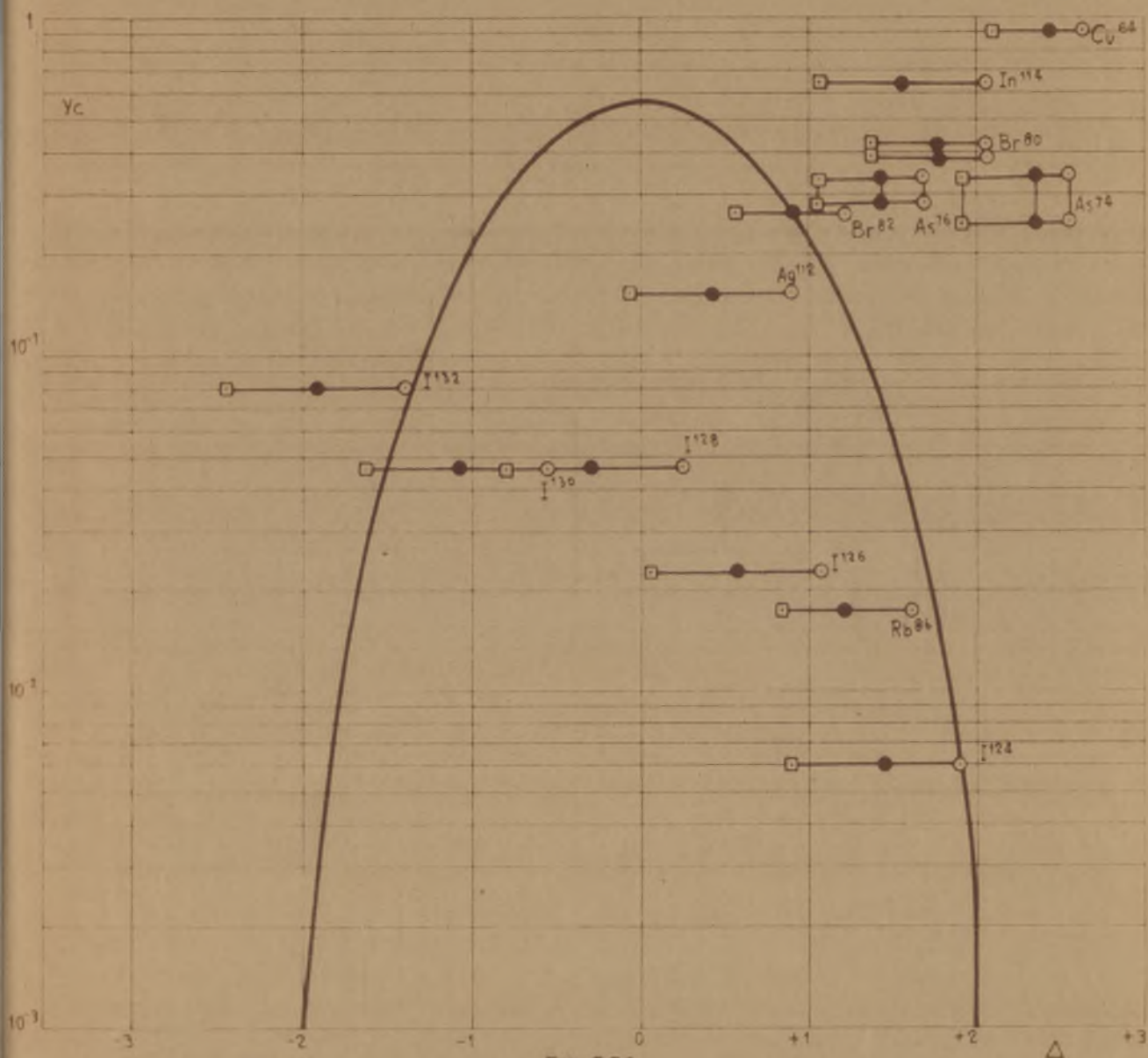


Fig. 559

○ Emisión previa de 6 neutrones

● " " " 8 " "

□ " " " 10 " "

FISIÓN DE Bi^{209} CON PROTONES

RENDIMIENTO EN LA CADENA - DESVIACIÓN DEL

NÚMERO MÁSCICO ENCONTRADO

427 MEV.

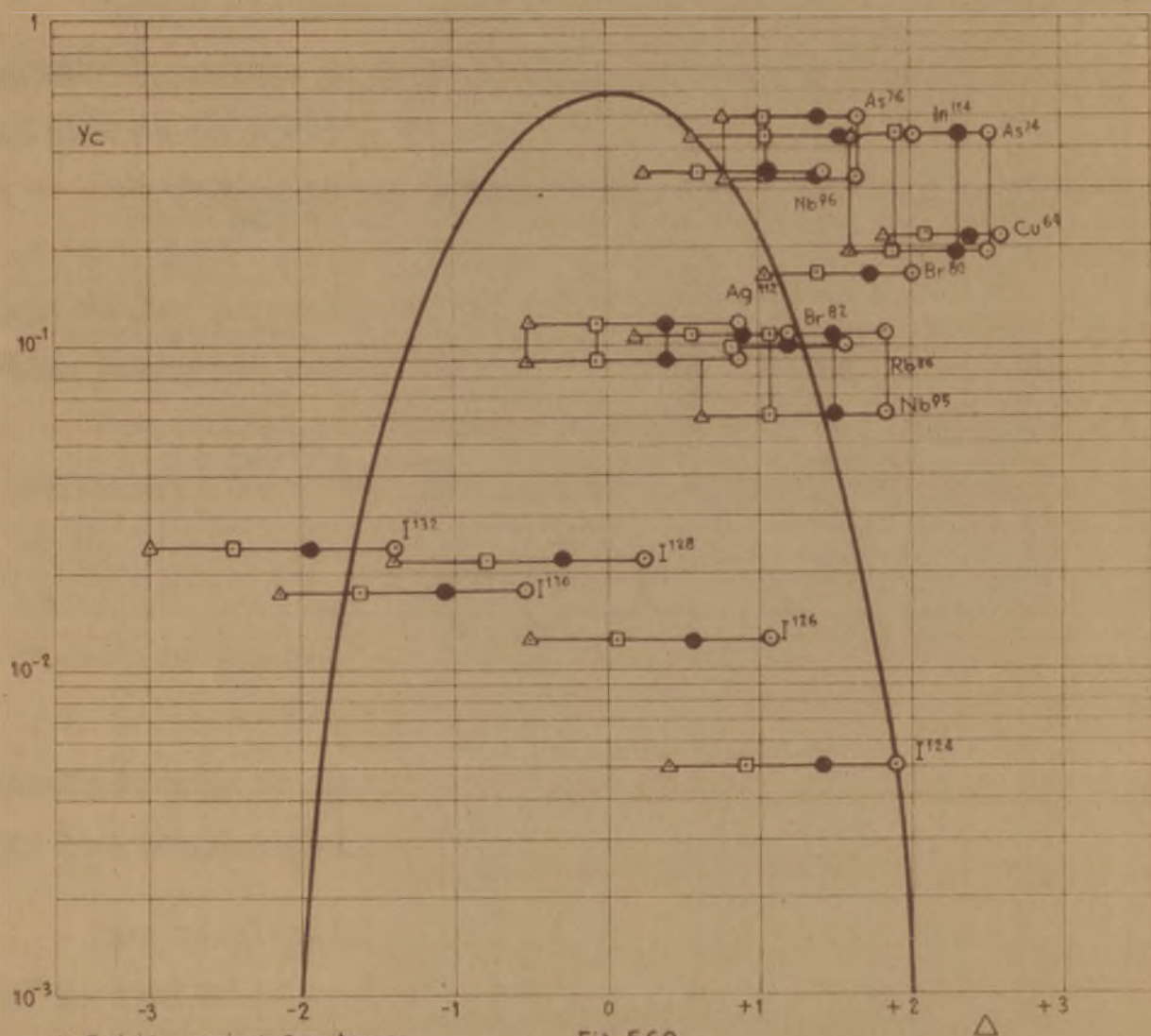
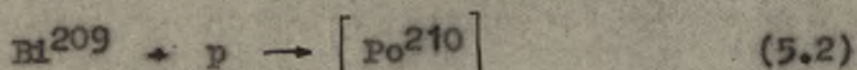


Fig. 5.60

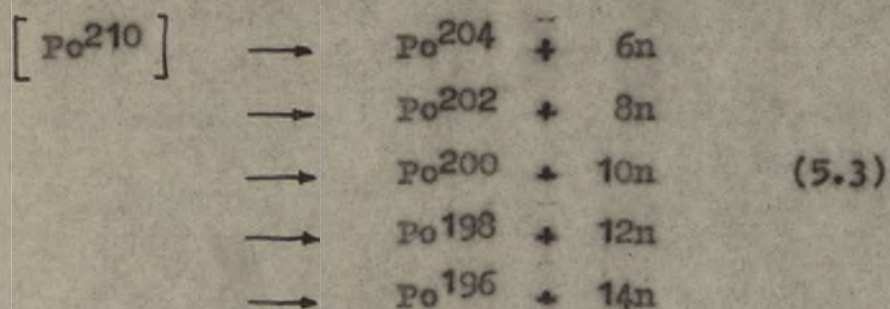
- Emisión previa de 6 neutrones
 ● " " " 8 "
 □ " " " 10 "
 △ " " " 12 "

FISIÓN DE Bi^{209} CON PROTONES
 RENDIMIENTO EN LA CADENA.- DESVIACIÓN
 DEL NÚMERO MÁSICO ENCONTRADO, 450 Mev.

En todo lo anterior se ha supuesto que la fisión en el Bi^{209} proviene de un núcleo hipotético formado por la adición de un protón, según la ecuación



Este núcleo compuesto puede perder después un cierto número de neutrones según alguna de las siguientes ecuaciones:



siendo luego, el núcleo residual el que se escinde para dar los fragmentos de fisión.

Los resultados obtenidos indican la posibilidad de que la fisión se realice a partir de más de uno de los núcleos antes citados, ya que mientras para los isótopos más próximos al máximo la hipótesis antes mencionada parece cumplirse, en el caso de los más alejados las discrepancias son considerables.

VI.

RESUMEN GENERAL Y CONCLUSIONES.

En el presente trabajo se ha llevado a cabo un estudio radioquímico de la fisión del bismuto con protones de elevada energía.

Se eligió el bismuto como objeto del estudio ya que en estado natural es uno de los escasos elementos que solo están formados por un isótopo, con el fin de evitar las diferencias que aparecen en la fisión con isótopos distintos a causa de su diferente relación protones/neutrones. La fisión de elementos más próximos al parámetro de fisionabilidad crítico, tales como uranio y torio, es bastante conocida y por ello se creyó conveniente averiguar si elementos de un parámetro de fisionabilidad más bajo, aproximadamente 33 para el Bi^{209} , se comportaban de la misma forma.

Los protones utilizados como partículas bombardeantes fueron producidos en el sincrociclotrón de 170 pulgadas de diámetro de la Universidad de Chicago. Las distintas energías utilizadas en el bombardeo fueron conseguidas variando la distancia del blanco al centro del ciclotrón. Estas energías estuvieron comprendidas entre 75 Mev y 450 Mev, límite máximo de energía que con protones puede ser producido con dicho ciclotrón y que, constituye hasta ahora la más alta energía con que pueden ser aceleradas partí-

culas cargadas, ya que los diversos bevatrones actualmente en proyecto o construcción no han comenzado todavía a trabajar normalmente.

El trabajo constituye fundamentalmente un estudio de la variación de la fisión del Bi^{209} con la energía de los protones incidentes, tanto desde el punto de vista de la distribución de masa como de la de carga.

A fin de poder comparar los resultados obtenidos con lo que hasta ahora se conoce acerca de la fisión, se ha considerado conveniente exponer de una manera breve algunos de los postulados básicos en fisión deducidos de las experiencias con otros elementos pesados singularmente Uranio.

En un segundo apartado se indican los experimentos realizados por otros investigadores acerca de la fisión del bismuto, tanto con neutrones y radiaciones como con partículas cargadas. Se describen más especialmente los resultados de Goeckermann y Perlman obtenidos con deuterones de 190 Mev y las ideas de Serber acerca de las reacciones nucleares con partículas de energía elevada.

La realización experimental de las experiencias comprende los siguientes apartados:

1. Preparación de las muestras a bombardear.
2. Forma de llevar a cabo el bombardeo.

3. Separaciones radioquímicas de los diversos elementos considerados y

4. Medida de las actividades radioactivas.

El primer apartado comprende la preparación de blanco - bismuto en unos casos y oxiclورو de bismuto en otros - y la del patrón comparador - aluminio.

En el segundo se incluyen la forma en que el blanco y el patrón se disponen para su introducción en la cámara de vacío del ciclotrón y la operación de bombardeo en sí, así como las precauciones adoptadas en relación con el alto nivel de radiación después del bombardeo.

A continuación se describen, primero de una forma general y después especialmente para cada elemento, las separaciones químicas efectuadas a fin de aislar los elementos radioactivos producidos, por medio del arrastre con isótopos estables de los mismos elementos. Es aquí preciso insistir sobre la necesidad de una purificación extraordinariamente notable en las separaciones, ya que la descontaminación de elementos extraños debe ser como mínimo de $1:10^{-4}$ a fin de que no haya interferencias en las vidas medias de los isótopos, ni en sus actividades.

En la medida de actividades se describe el contador utilizado y sus características y la forma cómo es preciso disponer las muestras para ser contadas, así como las de-

terminaciones de las vidas medias de los isótopos y las energías de las radiaciones emitidas.

A partir de las actividades, impulsos por minuto, encontradas midiendo la radioactividad de las muestras es preciso determinar las secciones eficaces de los distintos isótopos. Para ello es necesario previamente corregir las actividades dadas por el contador teniendo en cuenta los siguientes factores:

1. Tiempo transcurrido desde el final del bombardeo
2. Tiempo muerto del contador.
3. Diferente geometría de la muestra.
4. Absorción por la ventana del contador y por el aire interpuesto entre ella y la muestra.
5. Absorción de la muestra misma, en la que se incluye la cubierta que le sirve de protección.
6. Dispersión por el soporte de la muestra y las paredes de la envuelta del contador.

Una vez hechas estas correcciones, de la actividad inicial o actividad para el tiempo cero, se pasa a la llamada actividad de saturación que es aquella que se obtendría con un tiempo de bombardeo muy grande en comparación con la vida media considerada.

La comparación entre las actividades de saturación de los distintos isótopos y la del Na^{24} producido en la

reacción $\text{Al}^{27}(\text{p};3\text{p},\text{n})\text{Na}^{24}$, permite calcular las secciones eficaces correspondientes, dado que es conocida la función de excitación de esta última reacción. Esta comparación puede ser hecha a partir de las relaciones absolutas o bien de relaciones aproximadas. Se dan dos tipos de estas, especificando los límites de error y los casos en que pueden emplearse.

Se incluyen también entre estos cálculos las correcciones a introducir por el aumento en la actividad observada debido al crecimiento de núcleos o núcleos hijos, así como la determinación de actividades iniciales a partir de curvas de absorción tomadas en tiempos diferentes.

Las secciones eficaces de los distintos isótopos encontrados están dadas analíticamente para las diversas energías empleadas. Cuando existen datos suficientes para trazar las curvas de excitación, las secciones eficaces han sido representadas gráficamente en función de la energía. Estos valores están afectados de un error que, ordinariamente, puede ser estimado en un 20% y que proviene principalmente del error estadístico con que vienen afectadas las lecturas en el contador Geiger - Muller. Como para el cálculo de las secciones eficaces es preciso tener en cuenta las actividades del isótopo considerado y del Na^{24} , utilizado como patrón, el error absoluto es aproximadamente doble que para una sola. A causa de que el error cometido en las lecturas es mayor para tiempos pequeños, los errores

para isótopos de vida media corta suelen ser superiores al límite anterior. Otra causa importante de error es la imprecisión del método gráfico de descomposición de las curvas totales de desintegración para hallar las actividades de los isótopos del mismo elemento.

En todos los isótopos encontrados se observa un aumento de la sección eficaz con la energía. Hasta energías de unos 250 Mev este aumento es muy brusco. A partir de dicha energía las secciones eficaces se mantienen prácticamente constantes en el resto del intervalo de energías estudiado. Sin embargo, para energías del orden de 450 Mev aparece, en determinados casos, una cierta tendencia a que las secciones eficaces sean ligeramente menores.

Esto está de acuerdo con las predicciones de Serber acerca de las reacciones con partículas de energía elevada. El aumento de energía de las partículas incidentes tiende a favorecer la emisión de neutrones del núcleo formado por la adición de la partícula al núcleo original. De aquí, que la sección eficaz aumenta con la energía. No obstante, a partir de una cierta energía el núcleo se comporta como transparente para algunas partículas y, por tanto, esta transparencia, que hace disminuir el valor de la sección eficaz de fisión, compensa el aumento provocado por el aumento de energía. Se supone asimismo que para ciertas energías la transparencia sea el factor más importante y por

ello, es posible, que para energías superiores la sección eficaz pueda disminuir.

Un aspecto importante de los resultados aparece cuando se consideran los isótopos encontrados de bromo. Hasta energías del orden de los 150 a 175 Mev aparecen los isótopos Br^{82} , Br^{83} y Br^{84} . Por encima de ellas, están presentes Br^{80} , Br^{82} y Br^{83} . Esto indica que en la fisión a bajas energías el tiempo en que el fenómeno tiene lugar es mayor que a energías altas, ya que permite una distribución de la energía de la partícula incidente entre los nucleones que forman el núcleo, con lo cual se pueden producir isótopos más alejados de la línea de estabilidad. Como después se verá comprobado, a bajas energías el número de neutrones emitidos antes de la fisión es menor y de ahí que se puedan formar isótopos con una relación neutrones/protones mayor. Lo antes expuesto equivale a decir que aún hasta las citadas energías, es posible esperar que se mantenga parcialmente el mecanismo del núcleo compuesto.

Si se comparan entre sí las secciones eficaces de los distintos isótopos del mismo elemento se dispone de elementos de elementos de juicio para conocer el mecanismo de la distribución de masa. Del estudio de los resultados y gráficos obtenidos se deduce que cuando los isótopos son estados distintos de excitación, como ocurre con Nb^{95}_{35d} y, Nb^{95}_{90h} , la relación entre las secciones eficaces de

ambos es constante en todo el intervalo de energías estudiado. La relación $\sigma(\text{Nb}^{95}, 90\text{h})/\sigma(\text{Nb}^{95}, 35\text{d})$ es igual a 0,65. Cuando la diferencia de masas entre isótopos es de una unidad, para elementos próximos al número másico de máxima probabilidad de fisión, caso de Ag^{112} y Ag^{111} , la variación es bastante pequeña. Si esta diferencia es mayor, las relaciones varían con la energía, más acusadamente en la zona de energías bajas entre 75 y 200 Mev. Desde este último valor hasta 450 Mev las relaciones se mantienen prácticamente constantes.

La única excepción que se presenta a esto es la relación entre las secciones eficaces de Cu^{64} y Cu^{67} que varía muy poco con la energía.

La forma de las curvas obtenidas depende de las masas respectivas del isótopo de que se trate y del isótopo patrón. Si la relación entre los números másicos es mayor que 1, a bajas energías hay una disminución muy rápida de las relaciones al aumentar la energía y en el resto del intervalo una cierta tendencia a valores constantes. Para relaciones entre números másicos menores que 1, a bajas energías o el isótopo no se presenta o hay un aumento de la relación entre las secciones eficaces, a energías superiores se presenta la misma tendencia a valores constantes.

Estos resultados indican un evidente cambio del mecanismo de fisión a bajas y altas energías. A bajas energías predomina la formación de los isótopos más pesados, es decir,

de aquellos más alejados de la zona de estabilidad. Esto indica que en el núcleo, antes de la fisión, se puede producir un reajuste de las partículas para distribuir la fracción de energía aportada por la partícula incidente. Es decir, que aunque no con la intensidad que en reacciones de otro tipo, como son las producidas por neutrones térmicos, es todavía aquí posible mantener la idea de un núcleo compuesto que se escinde por fisión.

A energías altas el núcleo pierde sus relativas posibilidades de selección de los fragmentos a emitir, esto es, el tiempo requerido para la fisión es inferior al necesario para el reajuste de los nucleones que forman el núcleo y como consecuencia, los distintos isótopos posibles se producen con la misma probabilidad.

El paso de uno a otro mecanismo no es súbito, sino que existe un tránsito continuo al aumentar la energía.

Para estudiar la distribución de masa en la fisión se acostumbra a trazar el diagrama secciones eficaces o rendimientos en función de los números másicos de los isótopos encontrados. Ya que solo son reconocidos algunos de los rendimientos en las cadenas de desintegración, la curva total de distribución debe incluir todos los puntos experimentales y pasar solamente por aquellos que comprendan el rendimiento total de la cadena.

A todas las energías estudiadas las curvas presentan solo un máximo, a diferencia de la fisión de otros elementos con partículas de energía muy baja.

En las experiencias en que se ha determinado mayor número de elementos se observa que este máximo se presenta para números másicos alrededor de 100, lo que indica que antes de la fisión el núcleo original debe perder un cierto número de partículas. Como la emisión más favorable desde el punto de vista energético es la de neutrones, se supone que son estos los que se desprenden.

Puede observarse también que para números másicos bajos los isótopos que se presentan son emisores β^- , mientras que los isótopos de números atómicos alto presentes son emisores de positrones o se desintegran por captura del electrón K. Esto indica que para números atómicos intermedios es posible la formación de isótopos estables como productos primarios de la fisión.

Auf, pues, se tiene que la curva de isótopos presentes corta a la línea de isótopos estables y de aquí que la distribución sea fundamentalmente distinta a la que aparece en el bombardeo de U^{235} y Pu^{239} con neutrones térmicos, en que todos los isótopos encontrados son emisores β^- .

Al aumentar la energía aumentan también, como ya se ha citado anteriormente, las secciones eficaces de los isótopos. Como consecuencia, la sección total de fisión del bio-

muta aumenta con la energía, si bien, teniendo en cuenta que para energías elevadas las secciones eficaces de los isótopos tienden a ser constantes, esta constancia se refleja también en ella y así a partir de los 300 Mev la sección eficaz total es prácticamente constante e igual a 0,24 barns.

Para comprobar como varía la curva de distribución de masa con la energía es preciso comparar las secciones eficaces de los distintos isótopos con uno cuya sección eficaz sea constante o bien comparar entre sí las distintas secciones eficaces del mismo isótopo tomando como base la obtenida a una energía determinada. Tanto en un caso como en otro se encuentra que aunque estas relaciones aumentan con la energía, la variación de las de los isótopos próximos al número másico es mucho más acusada que las del resto. Por consiguiente, el desplazamiento de la curva de distribución de masa al aumentar la energía es en el sentido de favorecer la fisión simétrica.

En las curvas rendimiento - número másico el valor del máximo está comprendido entre 5 y 6,5%, lo que está de acuerdo con el valor obtenido por Goeckermann y Perlman para deuterones de 190 Mev. En general, las curvas obtenidas son más estrechas que la obtenida por los investigadores antes citados, indicando que en el bombardeo con protones hay una tendencia mayor hacia la fisión simétrica. A energías elevadas, entre 400 y 450 Mev, las curvas obtenidas

con protones son análogas a la obtenida con deuterones de 190 Mev indicando que la energía aportada al núcleo es en ambos casos del mismo orden.

De acuerdo con el tipo de isótopos encontrados parece ser que la fisión se realiza manteniéndose constante la relación protones/neutrones y dado que la fisión es simétrica y el número másico más favorable es inferior a la mitad del núcleo formado por la adición de un protón al núcleo inicial, Bi^{209} , la fisión se realiza con una emisión previa de neutrones, proceso que compite favorablemente con la fisión en núcleos del tipo del estudiado.

Como los datos necesarios para el estudio de la distribución de carga deben proceder de rendimientos independientes se han considerado solamente los rendimientos obtenidos de isótopos protegidos y de aquellos otros que no contenían fracción alguna producida por los núcleos padres correspondientes.

Los cálculos realizados suponiendo emisiones de determinados números de neutrones indican que a energías bajas el número probable de estos es inferior al de los emitidos a energías altas, variando de 6 a 10. Sin embargo, dado que los rendimientos totales de la cadena de desintegración no son suficiente precisos, estos números tienen solamente un significado de tipo cualitativo.

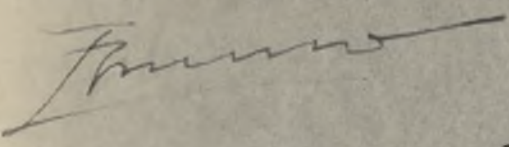
La dispersión obtenida, especialmente, para isótopos

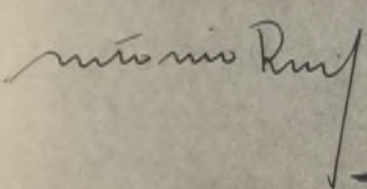
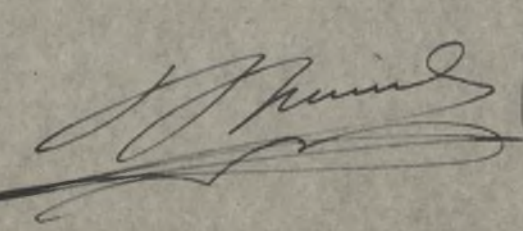
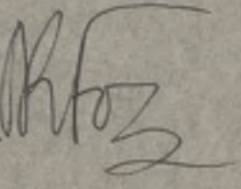
alejados del máximo de la curva de distribución muestra también que es muy probable que la fisión se realice a partir de más de un núcleo, es decir, que se produzca simultáneamente emisión de diferente número de neutrones.

Interesa, finalmente, hacer constar que el presente trabajo constituye la primera aportación de tipo radioquímico que se ha hecho hasta ahora sobre la variación con la energía de la fisión, de un elemento, ya que aunque la fisión de Uranio y Torio se ha estudiado más profundamente, sólo se ha hecho para algunas energías e independientemente, es decir, sin tratar de comprobar cómo puede variar el fenómeno.

Verificada la lectura de la presente Memoria, el Tribunal que suscribe acordó, por unanimidad, otorgarle la calificación de sobresaliente.

Madrid, 10 de junio de 1953

 Sec. Gene

VII.- BIBLIOGRAFIA.

General.

- E. Fermi.- Nuclear Physics.- University of Chicago Press.- 1950.
- G. Friedlander y J.W.Kennedy.- Introduction to Radiochemistry.- J. Wiley and Sons.- 1949.
- C.Goodman, Editor.- The Science and Engineering of Nuclear Power Vol. I y II.- Addison-Wesley Press.- 1949.
- D. Halliday.- Introductory Nuclear Physics.- J. Wiley and Sons.- 1950.
- E.M. Mc Millan, E. Segre, E. Teller, F. Bloch, J.H. Williams, C.L.Critchfield, V.F.Weisskopf y R.P. Christy.- Lecture Series in Nuclear Physics. (MDDC 1175).- U.S. Government Printing Office.- 1947.
- G.J. Rodden, Editor.- Analytical Chemistry of the Manhattan Project.- Mc Graw-Hill.- 1950.
- R.R. Williams, Jr.- Principles of Nuclear Chemistry.- Van Nostrand.- 1950.

Especial.

- 1).- N. Metrópolis.- Table of Atomic Masses.- Institute for Nuclear Studies.- University of Chicago.- 1948.
- 2).- N. Bohr.- Nature. 137·344(1936).
- 3).- N.Bohr y J.A. Wheeler.- Phys. Rev. 56·426(1939); J. Frankel.- J. Phys. U.S.S.R. 1·125(1939).
- 4).- J.A.C.S.- 68·2411(1946).
- 5).- N. Sugarman.- J. Chem. Phys. 15·544(1947).
- 6).- Jentschke.- Z.f. Physik. 120·165(1943); J.L.Fowler y L.Rosen. Phys. Rev. 72·926(1947); D.C.Brunton y G.C. Hanna. Phys. Rev. 75·990(1949).
- 7).- S.S. Friedland.- Phys. Rev. 84·75(1951).
- 8).- J. Jungeman y S.C. Wright.- Phys. Rev. 76·1112(1949)

- 9).- L.E. Glendonin, E.P. Steinberg, M.G. Inghram y D.C. Hoss.- *Phys. Rev.* 84:860 (1951).
- 10).- P.R. O'Connor y G.E. Seaborg.- *Phys. Rev.* 74:1189 (1948).
- 11).- A. Turkevich y J.B. Hiday.- *Phys. Rev.* 84:52 (1951).
- 12).- A.S. Newton.- *Phys. Rev.* 75:17 (1949).
- 13).- L.B. Borst y J.J. Floyd.- *Phys. Rev.* 70:107 (1946).
- 14).- R.B. Roberts, R.C. Meyer y L.R. Hafstad.- *Phys. Rev.* 55:416 (1939).
- 15).- E. Broda y P.K. Wright.- *Nature.* 158:871 (1946).
- 16).- E. Broda.- *Nature.* 158:872 (1946).
- 17).- A.N. Phillips, L. Rosen y R.F. Taschek.- *Phys. Rev.* 75:919 (1949).
- 18).- J. Mattauch.- *Kernphysikalische Tabellen.*- Berlin. 1942. pág. 6.
- 19).- S. Frankel y H. Metropolis.- *Phys. Rev.* 72:914 (1947).
- 20).- H.L. Kelly y C. Wiegand.- *Phys. Rev.* 73:1135 (1948).
- 21).- G.C. Baldwin y G.S. Klaiber.- *Phys. Rev.* 71:3 (1947).
- 22).- H. Sugarman.- *Phys. Rev.* 79:532 (1950).
- 23).- I. Perlman, R.H. Goeckermann, D.H. Templeton y J.J. Howland.- *Phys. Rev.* 72:352 (1947).
- 24).- R.H. Goeckermann e I. Perlman.- *Phys. Rev.* 73:1127 (1948).
- 25).- R.H. Goeckermann e I. Perlman.- *Phys. Rev.* 76:628 (1949).
- 26).- L.W. Baumhoff. Comunicación privada a Goeckermann y Perlman. Véase (25).
- 27).- J. Jungeman.- *Phys. Rev.* 79:632 (1950).
- 28).- R. Serber.- *Phys. Rev.* 72:1114 (1947).
- 29).- Research Program with the Chicago Cyclotron. Progress Report.- University of Chicago. Institute for Nuclear Studies.- De 1946 a 1949; 170-inch Synchro-cyclotron. Progress Report.- H.L. Anderson y J. Marshall.- University of Chicago.- De 1947 a 1949.

- 30).-- Ch.D. Coryell y H. Sugarman.-- Radiochemical Studies: The Fission Products.-- National Nuclear Energy Series, IV - 9. Libros 1, 2 y 3.-- Mc Graw-Hill.-- 1951.
- 31).-- W.Wayne Meinke, Editor.-- Chemical Procedures used in Bombardment work at Berkeley (UCRL - 432, incluyendo ediciones 1 y 2).-- Berkeley, Cal.-- 1949.
- 32).-- P. Kruger.-- Comunicación personal.
- 33).-- R.H. Goeckermann.-- C.P.B. 35-1 (P-18-44).
- 34).-- L.E. Glendenin, R.R. Edwards y H. Gost.-- P.P.R. Libro 3. Artículo núm. 232. pág. 1451.
- 35).-- R.H. Goeckermann.-- C.P.B. 37-1 (P - 18 - 63).
- 36).-- H.B. Evans y R.P. Schuman.-- P.P.R. Libro 3. Artículo núm. 235, pág. 1456; H.B. Evans.-- P.P.R. Libro 3. Artículo núm. 234. pág. 1646.
- 37).-- D.H. Rums.-- P.P.R. Libro 3. Artículo núm. 245, pág. 1499.
- 38).-- L.E. Glendenin.-- P.P.R. Libro 3. Artículo núm. 253. pág. 1523; R.H. Goeckermann.-- C.P.B. 41-1 (P - 18 - 112).
- 39).-- L.E. Glendenin.-- P.P.R. Libro 3. Artículo núm. 260, pág. 1549.
- 40).-- L.E. Glendenin.-- P.P.R. Libro 3. Artículo núm. 265, pág. 1575.
- 41).-- J.A. Seiler.-- P.P.R. Libro 3. Artículo núm. 264, pág. 1573.
- 42).-- T.B. Hovey.-- P.P.R. Libro 3. Artículo núm. 266, pág. 1579.
- 43).-- L.E. Glendenin.-- P.P.R. Libro 3. Artículo núm. 267, pág. 1580.
- 44).-- Wilkinson.-- C.P.B. 49-4 (P - 18 - 252).
- 45).-- L.E. Glendenin.-- P.P.R. Libro 3. Artículo núm. 265. pág. 1577.
- 46).-- J.A. Seiler.-- P.P.R. Libro 3. Artículo núm. 269. pág. 1586.
- 47).-- R.H. Goeckermann.-- C.P.B. 52-2 (P - 18 - 101).
- 48).-- T.B. Hovey.-- P.P.R. Libro 3. Artículo núm. 273, pág. 1611; L.E. Glendenin.-- P.P.R. Libro 3. Artículo núm. 274, pág. 1613.
- 49).-- R.H. Goeckermann.-- C.P.B. 55-1 (P - 18 - 65).

- 50).- H. Sugawara.- J.Chem. Phys. 17-11 (1949).
- 51).- R.W. Sargent.- Can. J. Research. 17A-82 (1939).
- 52).- R. Feather.- Proc. Cambridge Phil. Soc. 34-599 (1938).
- 53).- L.E. Glendenin.- Nuclconics. 2(1)-12 (1948).
- 54).- E. Broda, W.H. Gammitt, J. Gueron, L. Kowarski y G. Wilkinson.- Proc. Phys. Soc. 60-460 (1949).
- 55).- D.W. Engelkenair, J.A. Seiler, E.P. Steinberg y L. Winsberg.- P.P.R. Libro 1. Artículo núm. 4. pág. 56.
- 56).- D.W. Engelkenair, J.A. Seiler, E.P. Steinberg, L. Winsberg y T.B. Mowey P.P.R. Libro 1. Artículo núm. 5. pág. 66.
- 57).- E.P. Burt.- Nuclconics.- 3(2)-28 (1949).
- 58).- Peterson y otros. Trabajo no publicado. Véase (59) y P.C. Stevenson y R.L. Folgar. Phys. Rev. (1952).
- 59).- L. Márquez.- Phys. Rev. 86-405 (1952).